

SÉRIE A, N° 1982

N° D'ORDRE :

2849

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN DAUDIN

1^{re} THÈSE. — ÉTUDES SUR LES GERBES DE RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Mars 1942 devant la Commission d'examen.

M. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE.. }
M. KASTLER..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1942



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1982

N° D'ORDRE :

2849

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN DAUDIN

1^{re} THÈSE. — ÉTUDES SUR LES GERBES DE RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mars 1942** devant la Commission d'examen.

M. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE... } *Examineurs.*
M. KASTLER..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1942

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyens honoraires.... { M. MOLLIARD.
C. MAURAIN.

Doyen..... P. MONTEL, *Professeur*, Théorie des Fonctions.

Professeurs honoraires.	{	H. LEBESGUE.	MOLLIARD.	{	CAULLERY.
		Léon BRILLOUIN.	LAPICQUE.		E. CARTAN.
		PÉCHARD.	G. BERTRAND.		E. BOREL.
		FREUNDLER.	Ch. FABRY.		A. COTTON.
		AUGER.	Léon BERTRAND.		J. DRACH.
		DANGEARD.	WINTREBERT.		M. GUICHARD.
		LESPIEAU.	DUBOSQ.		M ^{me} RAMART-LUCAS.
		VESSIOT.	BOHN.		LABROUSTE.
		PORTIER.	RABAUD.		



PROFESSEURS

Charles PÉREZ....	T Zoologie.	PÉRES.....	Mécanique rationnelle.
L. BLARINGHEM....	T Botanique.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	TOUSSAINT.....	Technique aéronautique.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	CHAZY.....	T Mécanique analytique.
G. BRUHAT.....	T Physique	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Ra- dioactivité.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. DUFOUR.....	T Physique (P. C. B.).	VALIRON ..	T Calcul différentiel et in- tégral.
L. DUNOYER.....	T Chimie-Physique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
Henri VILLAT....	T Mécanique des fluides et applications.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	VAVON.....	T Analyse et mesures chi- miques.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	G. DARMOIS.....	Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul des probabilités et Physique Mathématique.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	AUBEL.....	Chimie biologique.
H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
FOCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Ra- dioactivité.
PAUTHENIER....	Physique (P. C. B.).	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
De BROGLIE.....	T Théories physiques.	CABANNES.....	T Recherches physiques.
CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.	GRASSÉ.....	T Zoologie. Evolution des êtres organisés.
PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.	PRÉVOST.....	T Chimie organique.
VILLEY.....	Mécanique physique et ex- périmentale.	BOULIGAND.....	Mathématiques.
COMBES.....	T Physiologie végétale.	CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).
GARNIER.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	WYART.....	Minéralogie.
		TEISSIER.....	Zoologie.
		MANGENOT.....	Biologie végétale (P.C.B.).
		P. AUGER.....	Physique.
		MONNIER.....	Physiologie générale.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

ÉTUDES SUR LES GERBES DE RAYONS COSMIQUES

Par JEAN DAUDIN

SOMMAIRE. — L'auteur expose des calculs théoriques et des expériences relatives aux gerbes en cascades, qui se développent dans l'atmosphère.

En s'appuyant sur la théorie des cascades, il a calculé le spectre d'énergie des électrons et des photons qui composent les grandes gerbes de l'air, aussi bien au-dessous qu'au-dessus de l'énergie critique. La théorie des cascades exige la présence d'un nombre considérable de photons vers 10^7 - 10^8 électrons-volts.

Dans un deuxième chapitre l'auteur expose les modifications légères apportées aux appareils classiques : compteurs et chambre de Wilson construits par Maze et Paul Ehrenfest. Dans divers cas particuliers les fluctuations du nombre de coïncidences enregistrées dans le temps ont été analysées : elles suivent bien les lois classiques de Poisson. L'étude des caractères d'une statistique d'observations présente de l'intérêt à divers points de vue tant expérimentaux que théoriques.

Dans un troisième chapitre, l'auteur décrit plusieurs expériences portant sur les grandes gerbes de l'air. Le rayonnement électromagnétique est mis en évidence grâce à une méthode nouvelle. L'étude de répartition des rayons en surface a été faite tant avec les compteurs qu'avec la chambre de Wilson. La prépondérance numérique des électrons de faible énergie explique que la répartition des rayons soit presque partout une répartition statistique normale, sauf au voisinage des concentrations électroniques de grande énergie. Les anomalies de l'effet barométrique, du pouvoir pénétrant dans le plomb, de la variation de la densité avec l'altitude conduisent à suspecter fortement la validité du schéma des cascades pour les très grandes énergies.

Le quatrième chapitre a pour objet les phénomènes d'accomplissement du rayonnement pénétrant. Les gerbes de l'air com-

prenant des particules pénétrantes sont composées pour une partie de concentrations électroniques de grande énergie, qui semblent obéir à la théorie des cascades jusqu'à une pénétration de 10 à 15 cm. de plomb et pour une autre partie d'un rayonnement rare et mou accompagnant les mésons. L'étude des chocs simultanés entre compteurs sous plomb a révélé des caractéristiques anormales. Toute une série d'expériences ont conduit M. P. Auger et l'auteur à formuler une interprétation nouvelle : la création multiple de corpuscules pénétrants de grande divergence.

CHAPITRE PREMIER

Introduction théorique.

La théorie des gerbes en cascade et les grandes gerbes ⁽¹⁾.

— Depuis que Skobelzyn, puis Rossi et bien d'autres ont mis en évidence la multiplication des particules cosmiques dans les matériaux lourds, les gerbes sont devenues et restent le type essentiel des phénomènes nouveaux qui constituent la physique du « milliard de volts ». Dans l'air également se développent des gerbes ; les grandes gerbes de l'air mettent en jeu les énergies corpusculaires les plus élevées que l'on connaisse. Des pluies simultanées de plusieurs dizaines de milliers d'électrons couvrent des surfaces de plusieurs hectares ; l'énergie initiale doit atteindre plusieurs milliers de milliards de volts, comme l'ont montré Pierre Auger et ses collaborateurs. La clarté a été largement apportée dans ce domaine par la belle théorie des cascades due à Bahba et Heitler (1937) et Carlson et Oppenheimer (1937). Dans ce premier chapitre nous en rappellerons rapidement les principes et nous développerons quelques calculs relatifs plus spécialement aux grandes gerbes de l'air.

Rayonnement des corpuscules ionisants. — Tout corpuscule chargé électriquement ionise sur son parcours les atomes au voisinage desquels il passe avec une vitesse suffisante. Chaque collision lui soustrait une faible énergie. La perte d'énergie est à peu près indépendante de l'énergie au-dessus de 10^6 - 10^7 électron-volts. L'ionisation fournit l'unique moyen physique d'individualiser un corpuscule. Elle constitue le facteur d'arrêt prépondérant aux basses énergies.

(1) Un exposé complet sur les gerbes a été fait par P. Auger. *J. Phys. Rad.*, 1 (1940), 173.

Un électron passant dans le champ d'un noyau atomique peut produire une perturbation électromagnétique, sorte de signal lumineux, un quantum. Le photon ainsi lancé peut emporter une fraction importante de l'énergie cinétique de l'électron générateur. L'électron a été freiné, a rayonné.

Le rayonnement est caractérisé par son spectre : au lieu de le définir par l'intensité rayonnée entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$ comme on le fait en optique, on le définit ici par la fonction h telle que hdk soit le nombre de photons rayonnés entre les énergies k et $k + dk$. Ces définitions sont d'ailleurs au fond identiques : celle-ci présente l'avantage de s'appliquer également à une répartition d'électrons dans un domaine d'énergie.

La perte d'énergie par rayonnement est grossièrement constante en grandeur relative. Au-dessus d'une certaine énergie, appelée énergie critique, un électron perd donc plus par rayonnement que par ionisation, puisque l'énergie dissipée par ionisation est constante en valeur absolue.

Paires et cascades. — Par un effet complémentaire, un photon de freinage lancé par un électron rapide va, à son tour, passant dans le champ d'un autre noyau atomique, se matérialiser en une paire : un électron positif et un négatif. L'énergie de l'électron initial sera ainsi partiellement transférée à ces deux nouveaux électrons : il y aura eu multiplication. Celle-ci se poursuit sur chaque corpuscule de la gerbe et n'est limitée que par la dégradation de l'énergie : les électrons primaires et secondaires tombent successivement au-dessous de l'énergie critique et sont arrêtées par ionisation. A la multiplication s'oppose la disparition des particules lentes : la gerbe finit par s'appauvrir et s'arrêter.

Une gerbe est ainsi constituée d'électrons décelables directement et de photons indécélables. Au cours de son développement, le nombre de ces particules croît très vite, passe par un maximum, puis décroît tandis que l'énergie ne cesse de se dégrader. Plus l'énergie initiale est élevée, plus

profond est le niveau où la gerbe atteint son maximum et plus élevé est le nombre des rayons.

Traits généraux des calculs. — Les calculs théoriques, ceux de Bahba et Heitler ou ceux de Landau et Rumer, négligent la perte d'énergie par ionisation et se proposent seulement de calculer à chaque niveau le nombre de corpuscules d'énergie supérieure à l'énergie critique (E_c), les électrons d'énergie inférieure étant considérés comme « morts » et incapables de multiplication.

La multiplication représente une sorte de schéma géométrique, semblable dans tous les milieux. Le développement de la gerbe ne dépend plus du milieu si l'on mesure les longueurs en une unité spéciale dépendant du numéro atomique Z et de la densité en noyaux atomiques σ du milieu. L'unité λ proposée par Bahba et Heitler est :

$$\lambda = \frac{1}{a\Phi\sigma} \quad a = \frac{16}{3} L \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad \Phi = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

Landau et Rumer adoptent la même unité à un facteur $4/3$ près.

Le rapport entre les énergies intervient seul ; l'échelle naturelle des énergies sera donc logarithmique. Les énergies seront mesurées par :

$$y = L \frac{E}{E_c} \quad E = E_c e^y.$$

La fonction N , nombre de rayons, résultat de multiplications successives, sera une combinaison analytique d'exponentielles ayant en exposant les énergies y et les longueurs l (*) ; Landau et Rumer la mesurent par son logarithme $N = e^{\varphi}$.

Voici les valeurs adoptées pour les énergies critiques et les longueurs unité λ :

	Plomb	Aluminium	Air
Z	82	13	7,2
λ en cm. . .	0,36	6,7	25,10 ³
E_c en ev. . .	10 ⁷	6,10 ⁷	1,5.10 ⁸

(*) Les trajets mesurés en unités λ sont notés l .

L'épaisseur verticale de l'atmosphère est 32 unités λ en accord avec Corben.

Comparaison des calculs théoriques. — La répartition de l'énergie entre l'électron et le photon ou entre l'électron négatif et l'électron positif dépend légèrement de l'énergie incidente. Tous les auteurs la caractérisent par une fonction moyenne. Cette approximation entraîne des erreurs notables : Bahba et Heitler évaluent à 20 ou 30 o/o celles de leurs calculs. Par un choix différent (et plus juste aux grandes énergies) de la fonction moyenne, Landau et Rumer aboutissent à des résultats différents traduisant une dégradation moins rapide de l'énergie.

Les divergences entre ces deux théories sont naturellement surtout accusées pour les grandeurs mesurées par leurs logarithmes. Le rapport entre le nombre de rayons et l'énergie primaire est entièrement différent dans les deux théories (facteurs 5 à 10). En ce qui concerne le parcours total et la position du maximum, la divergence tombe à 10 ou 30 o/o. La divergence s'annule dans certains cas : par exemple dans les deux théories une gerbe de parcours donné a le même nombre de rayons à son maximum et ceci à quelques o/o près.

Toutes les théories aboutissent également à la même répartition des rayons de gerbe en énergie. Heitler a montré que, d'après les calculs de Bahba et Heitler, le nombre de rayons de gerbe ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$ se représente par une fonction de puissance :

$$p(E)dE = p_0 E^{-\alpha} dE.$$

où α varie de 2 pour une gerbe à son maximum à 3 pour une gerbe en fin de parcours.

Les calculs de Landau et Rumer m'ont conduit très simplement à un résultat identique : α est compris entre 2 et 2,8. L'écart du spectre d'énergie réel avec un spectre de puissance ne devient notable que pour des rayons d'énergie

égale à plusieurs centaines de fois l'énergie critique, rayons extrêmement peu nombreux. •

Il semble donc y avoir deux catégories de résultats : les uns dépendent très peu des approximations particulières à chaque méthode de calcul et leur accord avec l'expérience vérifie le principe de la théorie. Les autres sont très sensibles aux approximations. Il sera tout indiqué pour une vérification précise d'étudier le nombre de secondaires en fonction de l'énergie de l'électron primaire.

Rayonnement d'énergie inférieure à l'énergie critique.

— Les calculs précédents ne sont valables qu'au-dessus de l'énergie critique. En réalité les électrons plus lents sont extrêmement nombreux. Dans un premier travail, Arley a étudié les fins de parcours d'électrons rapides ; dans un second, les électrons créés au-dessous de l'énergie critique. L'intervention de l'ionisation et de l'effet Compton rend les calculs inextricables. Pour n'avoir pas de discontinuité à l'énergie critique, Arley a dû admettre que la perte d'énergie par radiation est continue. En outre il a négligé les électrons secondaires d'électrons lents. Ces approximations nécessaires sont assez grosses. Elles entraînent des écarts notables dans les matériaux légers où la zone d'énergie au-dessous de l'énergie critique est très étendue et où les photons sont peu absorbés entre $2 \cdot 10^7$ et $15 \cdot 10^7$.

Les grandes gerbes et la théorie des cascades. — Il est possible de calculer le nombre et la répartition en énergie des rayons dans les grandes gerbes de l'air en fonction de l'énergie des électrons primaires. Il faut pour cela admettre la validité de la théorie des cascades jusqu'aux énergies de 10^{13} à 10^{15} électrons-volts. En fait nous verrons au chapitre III^e que la théorie des cascades conduit à des contradictions avec l'expérience.

Mais les particules d'énergie inférieure à 10^{10} semblent être en grande majorité des électrons et des photons qui

relèvent de la théorie des cascades. Il est possible et utile d'en calculer la répartition en énergie d'après cette théorie.

On peut s'affranchir jusqu'à un certain point des hypothèses sur le rayonnement générateur et, en même temps, de beaucoup d'approximations gênantes inévitables dans les calculs qui portent sur toute l'histoire de la gerbe. Une grande gerbe de l'air parcourt un tel trajet que son développement est très lent par rapport au parcours de presque toutes les particules isolées qui la constituent. Le rayonnement de faible énergie a une grande prépondérance numérique et un parcours réduit : nous allons le considérer comme déterminé par l'état présent de la gerbe et ses états immédiatement antérieurs.

Pour déduire l'ensemble du spectre d'énergie d'une grande gerbe, il nous suffira de tirer de la théorie des cascades deux éléments seulement :

- a) la forme du spectre d'énergie des électrons rapides ;
- b) le coefficient d'absorption instantané de la gerbe

$$\frac{d\varphi}{dt} (\varphi = LN) \text{ (}^1\text{)}.$$

La connaissance du spectre d'énergie des particules $E < 10^{10}$ doit suffire pour résoudre le problème de la répartition en densité et le début de la courbe d'absorption.

Justification de la méthode. — Peut-on considérer une grande gerbe comme constante sur le parcours moyen d'un électron lent (égal environ à 1 unité λ) ou d'un photon (égal à 2 unités λ au plus) ?

Oui pour une gerbe a son maximum au niveau de la mer. D'après les tables de Landau et Rumer le nombre des rayons d'énergie $> E_c$ ne varie pas de 25 0/0 sur un trajet de 10 λ .

(¹) De ces deux éléments, le premier est un résultat commun de tous les calculs théoriques connus. Le deuxième dépend peu de la méthode de calcul choisie. Les résultats obtenus dans ce travail sont donc dans une large mesure indépendants des calculs de B et H ou de L et R mais sont bien cohérents avec eux.

Prenons une gerbe de primaire $E_c e^{12}$, gerbe décroissante au niveau de la mer. D'après Landau et Rumer, durant le trajet 4λ le nombre total des rayons $E > E_c$ a varié comme $e^{-0,93}$ et le nombre de rayons $E > 4E_c$ comme $e^{-1,1}$. La gerbe n'est pas constante sur un trajet de 1 ou 2λ mais on ne commettra pas une erreur notable en admettant que toute la gerbe a décréu comme $e^{-0,93}$ sans changer de structure. La gerbe sera donc supposée décroître comme $e^{-0,23l}$ dans le trajet l .

J'ai donc fait les calculs dans les deux cas suivants :

1° Grande gerbe en équilibre (à son maximum) les électrons lents et les photons sont supposés en équilibre avec des électrons de grande énergie en nombre constant dont le spectre est en E^{-2} .

2° Grande gerbe de l'air décroissante : correspondant à un électron primaire de $E. e^{12}$ ev je suppose qu'elle décroît exponentiellement avec un coefficient d'absorption égal à $0,23 \lambda^{-1}$ sans changer de structure. Le spectre des électrons de grande énergie est en $E^{-2,5}$ ⁽¹⁾.

Cette méthode a l'avantage de pouvoir s'appliquer à des grandes gerbes dont le développement ne serait pas un développement en cascades régulier : puisque nous avons évité toute hypothèse sur la génération de la gerbe et du rayonnement de grande énergie.

Principe des calculs. — Je donnerai ici seulement le principe des calculs et leurs résultats faute de place.

(1) Le choix de ces deux gerbes types n'est pas arbitraire. Une grande gerbe à son maximum au niveau de la mer comprendrait si elle se développait en cascade régulière, dans les 10^{12} électrons. La gerbe décroissante choisie comprendrait dans les 10^4 particules. Expérimentalement P. Auger et ses collaborateurs ont trouvé dans les 10^5 particules en moyenne. Ainsi, les deux gerbes choisies sont deux gerbes limites, l'une très fournie et l'autre peu. Les grandes gerbes généralement enregistrées ont largement dépassé leur maximum et se rapprochent plutôt du type décroissant calculé ici.

Le calcul du spectre d'énergie des photons $k > E_c$ en équilibre est très aisé. On trouve dans les deux cas un nombre de photons égal aux $4/3$ du nombre d'électrons et leur spectre d'énergie est identique. Ce résultat est très voisin de celui de Arley qui trouve en général un nombre de photons de peu supérieur au nombre d'électrons (¹).

Gerbe stationnaire. — Le calcul est facilité par des considérations énergétiques. L'ensemble des électrons et des photons d'énergie inférieure à l'énergie critique perd son énergie par ionisation; cet ensemble reçoit comme apport d'énergie, l'énergie portée par les corpuscules dégradés au-dessous de l'énergie critique : électrons freinés, photons rayonnés, électrons créés et électrons glissés au-dessous de E_c par ionisation.

Le calcul de l'énergie dégradée par trajet dl ne présente pas de difficulté de principe. Si ce rayonnement ($E, k < E_c$) est stationnaire, il y a égalité entre l'énergie dégradée au-dessous de E_c et l'énergie dissipée par ionisation. Cette égalité donne immédiatement le rapport entre les nombres d'électrons au-dessus et au-dessous de l'énergie critique.

Afin de tenir compte de l'ionisation et aussi pour satisfaire à la condition d'équilibre, j'ai corrigé légèrement le spectre au voisinage immédiat de E_c . Je l'ai choisi de la forme $\frac{1}{E(E + E_c)}$ au lieu de $\frac{1}{E^2}$. En appliquant le principe de l'équilibre énergétique on trouve une fonction empirique satisfaisante de la forme $\frac{1}{E + \varepsilon_0} \frac{1}{E + E_c}$ valable surtout l'étendue du spectre.

Pour les photons $k < E_c$ il suffit de calculer le nombre de ces photons rayonnés par trajet dl . Le nombre des photons existant est le nombre des photons créés durant le trajet moyen d'un photon. Le trajet moyen d'un photon est l'in-

(¹) Résultat également identique à celui de Carlson et Oppenheimer.

verse de son coefficient d'absorption lequel est la somme de l'absorption Compton et de l'absorption par paires. J'ai obtenu ces coefficients pour l'air en multipliant ceux donnés par Bethe et Heitler pour le plomb par des facteurs convenables. J'ai construit le spectre des photons point par point.

Gerbe décroissante. — Ici l'équilibre énergétique de la partie molle n'est pas réalisé. J'ai donc fait le calcul complet en partant d'un spectre en $\frac{1}{(E + E_c)^{1.5}}$ corrigé au voisinage de l'énergie critique. J'ai calculé le spectre des photons $k > E_c$ et par approximations successives le spectre des électrons et des photons ($k, E < E_c$) sans rencontrer de difficulté de principe. J'ai tenu compte de l'effet Compton que j'ai simplifié en admettant que l'électron emporte toute l'énergie du photon ce qui est valable pour $k \gg mc^2$. J'ai tenu compte de toutes les sources d'électrons et de photons ($E, k < E_c$) à savoir :

a) photons rayonnés par les électrons rapides et photons rayonnés par les électrons lents (pour ces derniers j'ai admis une section efficace de rayonnement variable entre la section minima $dl \frac{dk}{k} \left(1 - \frac{k}{E} \right)$ et la section maxima

$$dl \frac{dk}{k} \left(1 - \frac{k}{E} + \frac{3}{4} \frac{k^2}{E^2} \right);$$

b) électrons ralentis par freinage au-dessous de E_c et électrons glissés par ionisation au-dessous de E_c ;

c) électrons lents créés par les photons $k > E_c$ et par les photons $k < E_c$, soit par paires soit par effet Compton.

L'approximation la plus grosse a consisté à admettre pour les électrons lents ($E < E_c$) un parcours défini alors que les parcours réels sont encore assez dispersés.

Comparaison entre les deux méthodes. — J'ai fait également le calcul direct pour un spectre en $\frac{1}{E^2}$ (gerbe stationnaire), les points indiqués par une croix donnent les résul-

tats de ce calcul, comparés avec le calcul indirect (fig. 1).

Les considérations énergétiques sont également valables pour la gerbe décroissante : si l'énergie transportée par le rayonnement (k , $E < E_c$) était stationnaire, on trouverait quatre fois plus d'électrons lents que d'électrons rapides ; si cette énergie décroissait comme l'ensemble du rayonnement au-dessus de E_c avec un coefficient d'absorption $0,23 \lambda^{-1}$, on trouverait près de six fois plus d'électrons lents ($E < E_c$) que d'électrons rapides. Le rayonnement mou doit décroître un peu moins vite que le rayonnement rapide et le rapport réel doit être aux environs de 5,5. Le calcul direct fournit pour ce rapport la valeur 4,8 environ.

Le calcul direct donne donc un nombre d'électrons lents toujours inférieur probablement à cause de l'approximation ci-dessus. La divergence porte essentiellement sur les électrons très lents. J'ai admis que les résultats étaient exacts à 10 0/0 pris pour k et $E \geq 5 \cdot 10^6$ ev. environ, précision supérieure à celle des calculs antérieurs, dans la limite de validité des hypothèses de départ.

Conclusion. — Les résultats ⁽¹⁾ sont résumés dans le tableau qui suit.

Ils diffèrent de ceux trouvés par Arley : ils augmentent encore le nombre des électrons lents qui est de 3 à 5 fois supérieur à celui des électrons rapides ⁽²⁾. Ceci résulte essentiellement du fait que jusqu'à 10^7 ev. l'absorption des photons reste stationnaire. Les photons prolongent en quelque sorte les cascades, parce que dans l'air l'absorption Compton ne devient grande que bien au-dessous de l'énergie critique. Ils sont de 3 à 4 fois plus nombreux que les électrons.

Ces résultats théoriques sont mieux comparables à l'expé-

⁽¹⁾ Relatifs au niveau de la mer.

⁽²⁾ Vernov a également montré que les théories prévoient un nombre insuffisant d'électrons lents. Article non consulté. *C. R. Moscou*, 24 (1939), 863-867.

rience que ceux obtenus antérieurement parce qu'ils font un compte plus complet du rayonnement mou ($E, k < E_c$) qui est numériquement prépondérant. Ils dépendent de l'absorption réelle des photons : si elle devait être accrue par l'intervention d'effets photonucléaires par exemple, le nombre des photons et dans une moindre mesure celui des électrons lents devrait être réduit. Mais la méthode resterait valable.

Dernière conclusion importante : sur les figures 1 et 2 la similitude des spectres d'énergie au-dessous de l'énergie critique apparaît nettement pour les deux gerbes à un stade si différent de leur évolution. La structure de la gerbe est donc relativement constante pourvu que l'on ne sélectionne pas spécialement le rayonnement de grande énergie. Cette stabilité de structure est d'autant plus frappante eu égard à la dispersion énorme de l'énergie et du nombre de rayons des grandes gerbes.

Spectre d'énergie des grandes gerbes.

Gerbe stationnaire. — Calcul indirect.

Spectre des électrons $P_E dE = \frac{N_e E_c}{0,668} \frac{dE}{(E + \varepsilon_0)(E + E_c)}$ avec $\varepsilon_0 = \frac{E_c}{12}$.

Spectre des photons $P_k dk$.

a) Valeurs de P_E et P_k en unités $\frac{N_e}{E_c}$:

Energies.	10 E_c	5 E_c	2 E_c	$E_c = 1,5 \cdot 10^8$	10^8	$5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	10^7	$5 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$
P_E	0,0135	0,049	0,240	0,686	1,20	2,69	5,83	9,36	12,41	18,0
P_k	0,019			1,48	3,00	9,14	32,4	62,4	88,3	122,2

b) Résultats globaux :

	Electrons	Photons
Nombre au-dessus de E_c	$\overline{N_e}$	1,6 $\overline{N_e}$
Nombre au-dessous de E_c	3 $\overline{N_e}$	11,6 $\overline{N_e}$ (au-dessus de $4 \cdot 10^6$ ev.)
Energie transportée au-dessous de E_c	0,75 $\overline{N_e} E_c$	2,56 $\overline{N_e} E_c$
Nombre de particules secondaires d'électrons lents		5,9 $\overline{N_e}$

Gerbe décroissante. — Calcul direct.

$$\text{Au-dessus de } E_c \left\{ \begin{array}{l} \text{Spectre d'énergie des électrons :} \\ P_E dE = \frac{N_e}{2 \left(1 - \frac{\pi}{4} \right)} E_c^{4,5} \frac{dE}{(E + E_c) E_c^{4,5}} \\ \text{Spectre d'énergie des photons :} \\ P_k dk = 3,11 N_e E_c^{4,5} \frac{dk}{(k + 0,532 E_c) k^{4,5}} \end{array} \right.$$

Spectre d'énergie des photons dérivés d'électrons lents $P'_k dh$.

Spectre d'énergie des électrons secondaires d'électrons lents $P'_E dE$.

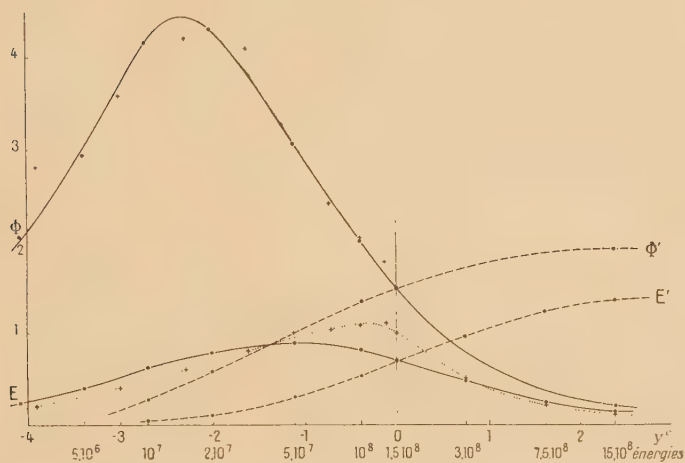
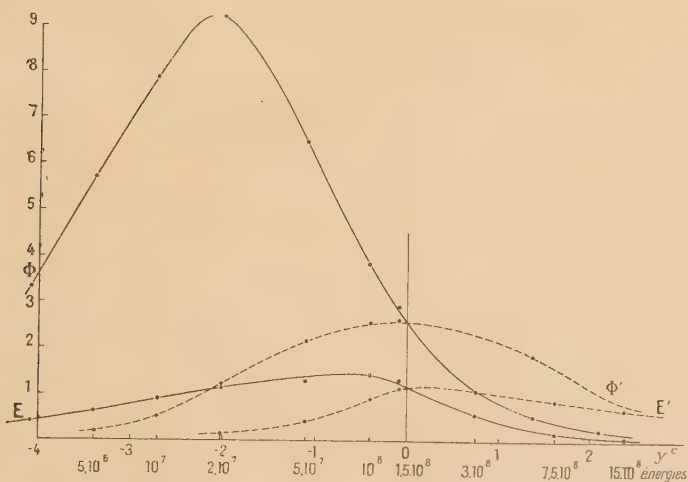
a) Valeurs de P_E , P_k , P'_E , P'_k en unités $\frac{N_e}{E_c}$:

Energies	$E_c = 1,5 \cdot 10^8$	$1,35 \cdot 10^8$	10^8	$5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	10^7	$5 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$
P_E	1,46	1,48	2,00	3,80	8,6	13,6	18,6	24,5
P_k	2,58	3,25	5,76	19,6	69,1	118,6	170	200
P'_E	0	0	0,03	0,48	2,8	5,74	9,17	12,6
P'_k	0	0,34	1,62	9,52	44,4	74,3	128	147

b) Résultats globaux :

	Electrons	Photons
Nombre au-dessus de E_c	$\bar{N}_e$	$2 \bar{N}_e$
Nombre au-dessous de E_c	$4,8 N_e$	$24 N_e$ (au-dessus de $4 \cdot 10^6$ ev.)
Energie transportée au-dessous de E_c	$1,2 N_e E_c$	$5 N_e E_c$
Nombre de secondaires d'électrons lents	$0,8 N_e$	$14 N_e$
Nombre d'électrons Compton	N_e	
Energie moy. des électrons Compton	10^7 ev.	
Nombre d'électrons lents non dérivés de photons $k < E_c$	$2 N_e$	

Graphiques : Les figures I et II représentent les spectres d'énergie. En abscisse $y = L \frac{E}{E_c}$ a été porté au lieu de E . Le spectre d'énergie $P_y dy$ se déduit de $P_{(E)}$ par un changement de variables en multipliant P_E par E .


 Fig. 1. — Spectre d'énergie P_y d'une gerbe stationnaire.

 Fig. 2. — Spectre d'énergie P_y d'une gerbe décroissante.

- E Spectre d'énergie des électrons.
- Φ Spectre d'énergie des photons.
- E' Energie transportée par électrons.
- Φ' Energie transportée par photons.

CHAPITRE II

Appareils et discussion des expériences.

J'ai utilisé dans les expériences qui vont être décrites les appareils classiques : compteurs et chambre de Wilson. Le principe de leur fonctionnement a été exposé dans les travaux de Th. Grivet et de R. Maze. Je n'indiquerai que quelques particularités du montage.

Compteurs Philipps et sélecteur Maze. — Les compteurs construits par la société Philipps ont une surface d'environ 110 cm^2 ; ils présentent une grande stabilité. L'appareil sélecteur utilisé était du type décrit par Maze, capable de distinguer deux chocs séparés par un millionième de seconde. Les coïncidences fortuites lorsque 2 compteurs simples sont branchés au sélecteur atteignent la fréquence de 1 ou 2 en 10 heures. En coïncidences triples, les fortuites sont toujours négligeables.

Au cours de ce travail les coïncidences triples entre 3 compteurs abc ont été souvent enregistrées en même temps que les coïncidences quadruples de a , b et c avec un quatrième compteur d . Un sélecteur S enregistre les coïncidences triples abc ; une partie du choc négatif sur la plaque de la mélangeuse était dérivée sur une ligne couplée par une petite capacité (50 cm.). Ce choc parvient à un deuxième sélecteur S' sur lequel est branché le quatrième compteur d ; S' enregistre les coïncidences de abc avec d . Il est avantageux d'insérer un relais sur la ligne allant de S à S' ; le 4^e relaxateur de l'appareil S peut jouer ce rôle, ou, encore mieux, le déphaseur Maze qui permet en outre la mesure directe des fortuites.

Il faut sur certains sélecteurs prêter quelque attention aux coïncidences doubles qui se produisent entre les 3 compteurs pris 2 à 2. Une polarisation minima des grilles de la mélangeuse et du tyratron est nécessaire pour éviter que certaines de ces coïncidences doubles ne se mêlent aux coïncidences triples.

Chambre de Wilson. — *Chambre commandée de P. Ehrenfest* (fig. 3). — Le premier, Blackett a construit une chambre dont la détente est commandée par les coïncidences entre compteurs. On sélectionne ainsi parmi tous les clichés au hasard possibles, ceux qui contiennent les particules étudiées. La détente doit donc suivre sans retard : le piston P

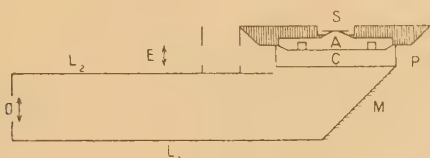


Fig. 3. — Schéma de la chambre de Wilson.

sans inertie est une membrane de caoutchouc collée à un disque d'aluminium. La force de compression du volume de la chambre C est fournie par de l'air comprimé A. Elle fait brusquement défaut lorsque l'air s'échappe par une soupape S et la détente se produit, quelques centièmes de seconde après le passage des particules dans les compteurs.

La chambre que j'ai utilisée a été construite par P. Ehrenfest ; il n'en sera fait ici, à regret, qu'une description sommaire.

La chambre est verticale ; elle a une surface de $18 \times 30 \text{ cm}^2$ et 4 cm. de profondeur. La lumière venue de la lampe E entre latéralement. Un miroir M renvoie l'image également sur le côté, dédoublée par des miroirs latéraux L_1 et L_2 . Un appareil O (Contax) photographie les trajectoires sur film

de 35 mm. et chaque cliché comprend ainsi 3 vues différentes (stéréoscopiques) de la même détente.

La position arrière du piston est fixe (détente). La position avant est réglable (compression) et lorsqu'elle est atteinte, l'arrivée de l'air comprimé est coupée afin qu'aucune surpression ne déforme le piston. Après chaque détente commandée, un servo-moteur remet automatiquement l'ensemble en place.

A cet appareil remarquable, je n'ai apporté que des modifications de détail.

Eclairage. — Les gouttelettes dont l'alignement définit les trajectoires, diffusent la lumière qui arrive latéralement, un peu comme dans un ultra-microscope. La source lumineuse doit être très puissante, la lumière utile ne constituant qu'une très faible partie du flux lumineux dont tout le reste est nuisible et doit être absorbé. En outre l'éclat doit être presque aussi instantané que la détente. Paul Ehrenfest uti-

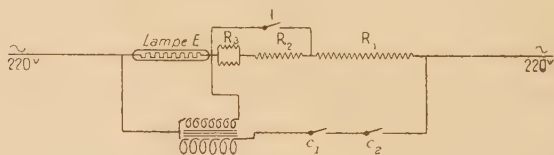


Fig. 4. — Schéma du circuit de la lampe.

Le contacteur c_1 se ferme à la détente. L'éclat lumineux dure tant que le contacteur c_2 ne s'est pas ouvert.

lisait un tube à vapeur de mercure en quartz fonctionnant sous 5 000 volts durant une durée égale au temps mort d'un puissant contacteur ($1/20$ de seconde). L'énergie « pompée » sur le secteur y créait de grosses perturbations. J'ai remplacé ce tube par une lampe à incandescence de filament rectiligne de 1 000 watts maintenue en veilleuse et survoltée pour donner l'éclat (aux environs de 300 à 400 volts); la durée de l'éclat étant définie comme précédemment (fig. 4).

Le fond de la chambre ne doit diffuser aucune lumière. Après de nombreux tâtonnements j'ai simplement pris une feuille de caoutchouc rustine noire comme membrane du piston P et je l'ai vernie au coton (vernis ordinaire additionné d'un peu de benzène). En présence des vapeurs d'alcool méthylique contenues dans la chambre, ce vernis reste humide et parfaitement brillant.

Le flux lumineux reste cependant insuffisant et je n'ai pu remplacer le film Agfa ultrasensible (23° Din) par du film à grain fin (Isopan F) sans survolter la lampe à un point excessif.

Automatisme. — J'ai augmenté la sécurité du fonctionnement automatique en améliorant les blindages électrostatiques et le système de fermeture de la soupape. La fréquence des petits tourbillons à la détente et la présence de traces radioactives « salissent » fréquemment la chambre. J'ai appliqué au balayage des ions un champ électrostatique plus élevé coupé lors de la détente (300 volts). De plus, j'ai monté la commande automatique par le servo-moteur d'un nombre variable de détentes lentes intermédiaires dites de nettoyage.

La régularité a ainsi été améliorée. Pendant 2 mois la chambre a fonctionné jour et nuit à quelques interruptions près et cela avec 3 contrôles par jour. Durant cette période il a été pris 900 clichés environ. Au Jungfrau joch il en avait été pris antérieurement 300.

Pouvoir de résolution de la chambre. — Dans les clichés de grandes gerbes, les trajectoires commandées ne passent pas par les compteurs de commande ; elles ont une direction arbitraire. Il n'est donc pas possible de les distinguer à la lecture d'après leur orientation. Leur détermination est difficile.

Si la détente était instantanée, les trajectoires commandées seraient très fines, les ions n'ayant pas diffusé dans le gaz. On pourrait donc les reconnaître à leur finesse. En réalité

la détente subit un retard et ce retard est variable. Lorsqu'un retard de 10^{-4} sec. se produit, la trajectoire commandée a atteint une certaine largeur due à la diffusion et l'on sera obligé d'inclure dans les statistiques toutes les trajectoires ayant cette largeur ou une largeur plus faible. Parmi ces trajectoires il en est beaucoup de fortuites : en 10^{-4} sec. il passe en moyenne un rayon fortuit dans la chambre.

L'examen des clichés indiquera donc la largeur maxima des trajectoires commandées. Les statistiques ne devront exclure que les trajectoires plus larges dont on peut affirmer qu'elles sont trop vieilles pour avoir été commandées. Et l'on devra prendre des clichés au hasard pour obtenir une statistique des fortuites seules.

Les retards de l'éclat lumineux sont moins gênants que les retards à la détente (la diffusion étant moins rapide après la détente). Il serait pourtant souhaitable de diminuer l'inertie de la lampe à incandescence. En outre l'on obtiendra une amélioration sensible, lorsqu'il y aura assez de lumière pour permettre l'emploi de film à grain plus fin.

Le retard de la détente proprement dite provient en grande partie de l'inertie des relais mécaniques légers étagés entre le tyratron et l'électro qui libère la soupape. J'ai, dans une partie de ce travail, interposé un relais nuisible (le numérateur du sélecteur de commande). Toute une série expérimentale s'en trouve affectée (légèrement d'ailleurs). De sérieux progrès doivent être réalisés à ce point de vue.

Discussion des enregistrements. — Lorsqu'on emploie la méthode des compteurs, on veut déterminer le nombre des coïncidences en un temps donné, soit une heure. Ce nombre varie avec le milieu où sont disposés les compteurs, avec leur nombre et leur disposition géométrique. La manière dont ce nombre varie avec ces 3 facteurs éclaire le mécanisme du phénomène étudié ; le choix de ces trois conditions expérimentales étant fait, le chercheur n'a plus qu'à observer.

Durant les observations partielles qui ont duré $\tau_1\tau_2\tau_i$ heures, il s'est produit $n_1n_2n_i$ coïncidences. La valeur la plus approchée du nombre moyen vrai de coïncidences horaires est :

$$\frac{\sum n_i}{\sum \tau_i} = \bar{n}$$

Ce nombre moyen vrai ne serait atteint que pour une durée d'observation infinie. La valeur moyenne observée n s'en écarte d'une certaine quantité $\Delta\bar{n}$; de même les valeurs individuelles $\frac{n_i}{\tau_i}$ s'écartent de $\bar{n}$. Les coïncidences sont soumises à des fluctuations statistiques; en outre l'appareil de mesure pourrait n'être pas stable. Nous allons étudier successivement la loi des fluctuations des résultats $\frac{n_i}{\tau_i}$ et la précision de la valeur moyenne $\bar{n}$.

Enregistrement horaire. — J'ai enregistré les grandes gerbes de l'air au moyen de 2 compteurs en coïncidences doubles à 3 m. l'un de l'autre. Le numérateur du sélecteur était photographié automatiquement toutes les heures.

L'observation a porté sur 987 heures plus 270 heures durant lesquelles la pression a été inférieure à 750 mm. J'ai compté le nombre d'heures durant lesquelles s'étaient produites 0, 1, 2, etc. coïncidences et j'ai comparé ces nombres aux fréquences théoriques données par la loi de Poisson : on sait que la probabilité pour que l'on enregistre n chocs dans une période où le nombre moyen serait $\bar{n}$ est d'après cette loi :

$$P_n = \frac{e^{-\bar{n}} \bar{n}^n}{n!}$$

n coïncidences.	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Nombre d'heures théorique.	1	6	22	51	90	126	146	146	128	100	70	44	26	14	7	3	1
Nombre d'heures observé.	2	3	20	51	106	123	131	166	114	106	70	46	22	15	7	3	0

L'accord très satisfaisant est visible sur la figure 5.

On peut également calculer les caractéristiques de la série c'est-à-dire la dispersion σ égale au rapport de la somme des carrés des écarts au nombre total de coïncidences et le rapport ρ de l'écart moyen $|\overline{\Delta n_i}|$ à l'écart quadratique

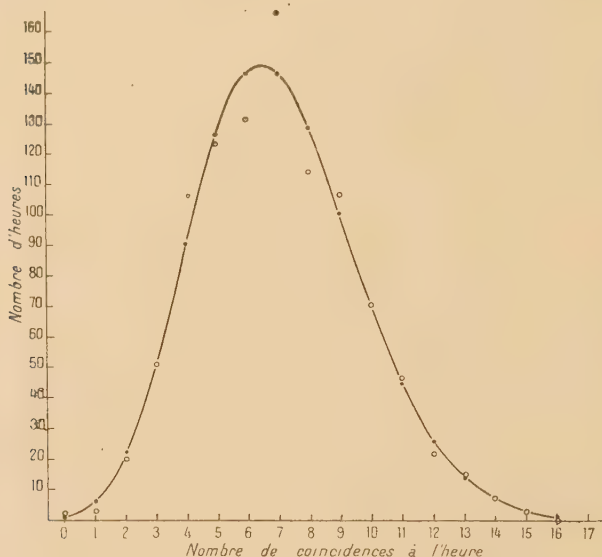


Fig. 5. — Répartition des fréquences des coïncidences durant une heure.

- points théoriques.
- ° points expérimentaux.

moyen $\sqrt{\Delta n_i^2}$. Dans une répartition de Poisson, σ a la valeur 1 et ρ la valeur 0,798. Pour la série normale de 987 heures $\sigma = 1,00$ et $\rho = 0,79$. Pour la série complémentaire de 270 heures $\sigma = 1,13$ et ρ à 0,81.

Généralisation. — Lorsque les durées d'observation sont variables, ce qui est le cas général, on a intérêt à remplacer la loi des probabilités discrètes de Poisson par une loi conti-

nue de Gauss où la dispersion est prise égale à 1. Ces deux lois conduisent aux mêmes résultats physiques lorsque le nombre des coïncidences n'est pas trop petit. Pour les observations qui durent un temps t , l'écart individuel étant Δn_i .

$$\overline{\Delta n_i^2} = \bar{n} \cdot t,$$

$\bar{n}$ étant le nombre moyen de coïncidences dans l'unité de temps. Il résulte de cette formule que $\sqrt{\bar{n}t}$ est une sorte d'unité d'écart ou encore que $\frac{\Delta n_i}{\sqrt{\bar{n}t}}$ mesure la grandeur de l'écart indépendamment de la durée d'observation. Ainsi nous pouvons définir une grandeur de l'écart indépendante de t_i . Les écarts ainsi observés durant les périodes $\tau_1 \tau_2 \tau_i$, auront les valeurs réduites :

$$\frac{\Delta n_1}{\sqrt{\bar{n}\tau_1}}, \frac{\Delta n_2}{\sqrt{\bar{n}\tau_2}} \dots \frac{\Delta n_i}{\sqrt{\bar{n}\tau_i}}.$$

Et nous pouvons calculer la dispersion σ sur ces écarts réduits :

$$\sigma = \left(\frac{\overline{\Delta n_i^2}}{\bar{n}\tau_i} \right)$$

Si la dispersion est 1 pour toutes les durées τ_i , σ sera aussi égal à 1.

J'ai calculé σ pour toutes les séries d'observations faites dans ce travail. J'ai analysé à ce point de vue les mesures de Grégoire Goldschmidt et Maze sur l'effet de latitude.

101 observations du rayonnement vertical total présentent une dispersion de 0,89 ;

98 observations du rayonnement vertical dur présentent une dispersion de 0,77 ;

57 observations des petites gerbes de l'air présentent une dispersion de 1,03.

Presque toujours la dispersion est voisine de 1. Elle paraît inférieure à 1 plus souvent que supérieure. Mais l'observa-

teur influence inconsciemment les résultats : si une observation lui paraît anormale, il soupçonne l'appareil de mesure, interrompt parfois l'observation pour le contrôler et trouve fréquemment *a posteriori* un motif apparemment objectif pour suspecter la mesure. Il est impossible d'éviter tout à fait de telles interventions, qui perturbent d'ailleurs la valeur moyenne beaucoup moins que la dispersion mais il paraît nécessaire de n'éliminer absolument un résultat que si l'on a la certitude d'un mauvais fonctionnement de l'appareil.

Conclusion. — Des observations portant sur des dizaines de milliers de coïncidences ont montré que la répartition des coïncidences dans le temps obéit à la loi classique des fluctuations de Poisson, que l'on peut remplacer par une loi de Gauss de dispersion unité. Les fluctuations de l'appareil sont négligeables ; si de lentes dérives se produisent par altération progressive des lampes et des circuits, elles seront sans effet sur des mesures fréquemment croisées.

Si l'on connaît ainsi *a priori* la loi de dispersion, il est plus aisé de caractériser un résultat partiel comme normal ou anormal. Par exemple si l'on trouve un écart double de l'écart quadratique moyen $2\sqrt{n}$ on sait d'après les tables de la fonction Θ , que la probabilité d'un tel écart n'est que de 4 o/o. Il peut se trouver des écarts tels que l'on doive rechercher un accident non constaté durant la mesure et même que l'on doive réserver la mesure sans avoir de preuve certaine d'un tel accident.

Précision d'une série de mesures. — La dispersion des résultats dans une même mesure dépend ordinairement de la fidélité, de la sensibilité des instruments d'observation. Une méthode pour déterminer l'erreur probable consiste à la déduire de la dispersion expérimentale des résultats.

Le cas est ici tout différent : pour tous les montages connus la loi de répartition des écarts est fixée *a priori*. En

réalité lorsque les observations ne sont pas très nombreuses, les résultats partiels sont, ou plus serrés, ou plus dispersés que la normale. Des observations serrées sont-elles meilleures que des observations dispersées ?

Mesurons n fois une même grandeur. Prenons comme origine des écarts la valeur vraie de la grandeur qui sera notée O . Divisons le champ des écarts en intervalles de largeur δe aussi petits que l'on voudra. La probabilité d'un écart compris entre e et $e + \delta e$ est connue *a priori* :

$$P_{(e)} \delta e = P_0 e^{-\frac{e^2}{2\sigma}} \delta e. \quad (1)$$

La valeur moyenne des n mesures s'écarte de la valeur vraie d'une quantité ε telle que :

$$e_1 + e_2 + \dots + e_n = n\varepsilon. \quad (2)$$

Les n observations présentent autour de ε une dispersion donnée :

$$(e_1 - \varepsilon)^2 + (e_2 - \varepsilon)^2 + \dots + (e_n - \varepsilon)^2 = ns^2 \quad (3)$$

La probabilité pour que l'écart ait la valeur ε dépend-elle de la dispersion ns^2 ? Comme il s'agit d'une probabilité *a posteriori* nous devons calculer d'abord la probabilité *a priori*.

La probabilité composée pour que les écarts soient $e_1 e_2 \dots e_n$ est :

$$P_{12\dots n}(\delta e)^n = P_0^n (\delta e)^n e^{-\frac{e_1^2 + e_2^2 + \dots + e_n^2}{2\sigma}} \quad (4)$$

Or :

$$ns^2 = \Sigma e_i^2 - 2\varepsilon \Sigma e_i + n\varepsilon^2 = \Sigma e_i^2 - n\varepsilon^2 \quad (5)$$

d'où :

$$P_{12\dots n} = P_0^n e^{-\frac{n(s^2 + \varepsilon^2)}{2\sigma}}.$$

Mais la dispersion ns^2 et la moyenne ε peuvent être réalisées par une infinité de complexions $(e_1 e_2 e_n)$. Il faut donc multiplier le résultat précédent par la mesure du domaine de variation des écarts dans lequel les liaisons (2) et (3) sont satisfaites. Si au lieu de (2) et (3), nous définissons ce domaine par (2) et (5) nous voyons qu'il n'est autre que le volume d'intersection de l'hypersphère (5) par l'hyperplan (2). Cet hyperplan peut être remplacé par l'hyperplan (2') :

$$e_n = \varepsilon \sqrt{n} \quad (2')$$

qui est à la même distance de l'origine. Finalement nous devons évaluer la surface de l'hypersphère d'intersection, dans un espace à $n - 1$ dimensions) :

$$e_1^2 + e_2^2 + \dots + e_{n-1}^2 = ns^2.$$

Le rayon de cette hypersphère étant $(ns^2)^{\frac{1}{2}}$ la surface sera $S_0(ns^2)^{\frac{n-2}{2}}$, S_0 étant un facteur de dimension dépendant de n .

La probabilité pour que soient réalisées la moyenne ns^2 et la moyenne ε est donc :

$$P_{(\varepsilon, ns^2)} d\varepsilon = S_0 P_0^n (\delta e)^n (ns^2)^{\frac{n-2}{2}} e^{-\frac{n(s^2 + \varepsilon^2)}{2\sigma}} d\varepsilon$$

la probabilité *a priori* d'un écart ε étant $d\varepsilon$ (si toutes les valeurs de la moyenne sont *a priori* également probables).

Pour avoir la probabilité *a posteriori* d'un écart ε , la dispersion étant ns^2 il faut d'après le théorème de Bayes, diviser la probabilité (ns^2, ε) par la probabilité totale (ns^2) soit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_0 P_0 (\delta e)^n (ns^2)^{\frac{n-2}{2}} e^{-\frac{n(s^2 + \varepsilon^2)}{2\sigma}} d\varepsilon$$

et :

$$P_{(\varepsilon)}^{ns^2} d\varepsilon = \frac{e^{-\frac{n(s^2 + \varepsilon^2)}{2\sigma}} d\varepsilon}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{n(s^2 + \varepsilon^2)}{2\sigma}} d\varepsilon} = \frac{e^{-\frac{n\varepsilon^2}{2\sigma}} d\varepsilon}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{n\varepsilon^2}{2\sigma}} d\varepsilon}.$$

La loi de probabilité de l'écart ε présente une dispersion divisée par n ; mais la dispersion des résultats composants n'intervient plus.

J'ai retrouvé le même résultat pour une répartition de Poisson dans un cas limite : celui où les n observations donneraient toutes le même résultat (dispersion nulle).

La précision du résultat total est simplement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'expériences, résultat classique.

Conclusion. — *Lorsqu'on observe des coïncidences dont la dispersion dans le temps est égale à 1 (déterminée a priori), la précision de la moyenne générale est indépendante de la répartition des observations partielles ; une série d'observations bien groupées n'est pas bonne, une série d'observations un peu dispersées n'est pas plus mauvaise. L'erreur probable ne dépend que du nombre total de coïncidences observées N ; elle est toujours égale en valeur relative à $\frac{1}{\sqrt{N}}$ (1).*

Ce résultat cesserait d'être valable pour un montage tel que la dispersion *a priori* ne soit pas déterminée.

Portée théorique de l'analyse statistique. — Il semble *a priori* y avoir trois sortes de fluctuations :

1° Les effets corpusculaires individuels subissent des fluctuations par exemple le nombre des rayons de gerbe créés par un électron d'énergie donnée. A ces fluctuations,

(1) Ce résultat est presque évident du point de vue théorique et il se peut que la démonstration précédente soit inutile. Mais la conclusion pratique demeure intéressante.

les plus intéressantes à étudier, se superposent celles qui sont engendrées par la dispersion des énergies des corpuscules primaires.

2° Des facteurs météorologiques ou astrophysiques peuvent agir sur l'ensemble du rayonnement. Les variations de la température, de la pression barométrique entraînent des fluctuations commandées.

3° Les compteurs choisissent ceux des corpuscules qui répondent à certaines conditions géométriques. Un système de 2 compteurs n'enregistre que 15,0/0 des grandes gerbes au plus. Or en probabilités géométriques classiques le nombre de corpuscules tombant sur une surface donnée suit la loi de Poisson. Autrement dit les fluctuations découlant de la faible probabilité géométrique d'enregistrement recouvrent les fluctuations propres du phénomène (par ex. du nombre de gerbes); il paraît donc nécessaire également au point de vue théorique que les fluctuations obéissent à la loi de Poisson.

Les perturbations physiques et la dispersion. — Les perturbations physiques ont une influence variable. Soit l'enregistrement horaire des grandes gerbes : il est sensible à la pression barométrique et varie de 9 0/0 lorsque la pression varie de 1 cm. de mercure. Confrontons les séries d'observations corrigées de l'effet barométrique avec les mêmes séries non corrigées et calculons les dispersions pour des durées de mesure croissantes :

Période	Série corrigée	Série non corrigée
3 heures	0,98	1,015
6 heures	0,95	1,03
12 heures	0,76	0,97

Les variations de la pression barométrique ont une amplitude moyenne de l'ordre du centimètre de mercure l'écart moyen qu'elles commandent dans les enregistrements est de

l'ordre de 10 o/o. Cette amplitude moyenne de 1 cm. de mercure est la même sur 3 heures ou sur 12 heures parce que ces périodes sont petites par rapport à la durée d'évolution d'une perturbation météorologique qui est de quelques jours. Si les périodes d'observation choisies étaient de un mois la variation moyenne de la pression serait plus petite.

Sur une période de 3 heures la fluctuation statistique moyenne est de 22 o/o ($\bar{n} = 21$). Sur une période de 12 heures, elle est de 11 o/o. Les fluctuations commandées par la pression émergent davantage au milieu de fluctuations statistiques plus petites. C'est pourquoi la dispersion est plus sensible à l'effet barométrique sur 12 heures ⁽¹⁾.

Les perturbations physiques et la corrélation. — Pendant deux mois, deux enregistrements de grandes gerbes ont été poursuivis simultanément à quarante mètres l'un de l'autre. Il y a une corrélation entre les deux séries de nombres de coïncidences observées durant une journée ; si l'on ne corrige pas de l'effet barométrique, elle est de 0,5 ; si l'on corrige, elle tombe à 0,2, valeur peu significative pour 50 expériences. L'effet barométrique entraîne un accroissement considérable de la corrélation. Les très grandes gerbes qui frappent les deux systèmes doivent entraîner une certaine corrélation résiduelle. J'ai calculé le nombre de ces grandes gerbes communes par deux méthodes ; il devrait être d'une vingtaine par jour (chiffre excessif) pour expliquer cette corrélation résiduelle. Mais même si cette valeur de 0,2 était réelle, on pourrait dire qu'il n'existe probablement pas de facteur physique autre que la pression barométrique ayant une durée d'évolution analogue et un effet de même amplitude sur les grandes gerbes.

⁽¹⁾ Une analyse statistique beaucoup plus approfondie a été faite de ce point de vue pour l'ensemble du rayonnement par WOLLAN, FORBUSCH et COMPTON. *Reviews of Mod. Phys.*, **11** (1939).

Conclusion. — *Les fluctuations de la pression barométrique déforment la répartition des écarts statistiques, modifient leur dispersion, créent une corrélation entre deux enregistrements.* De cet exemple se déduit la conclusion suivante : une dispersion croissant avec la durée de la période d'observation, une corrélation variant dans le même sens entre deux enregistrements indépendants, doivent en général faire supposer l'existence d'une perturbation due à un facteur physique de plus longue durée d'évolution.

Contrôle et discussion des expériences. — *Enregistrements par compteurs.* — Une observation peut être troublée soit par un mauvais fonctionnement de l'appareil, soit par l'observateur. On peut faire rendre à un enregistrement statistique n'importe quel résultat désiré : il suffit pour cela d'interrompre les observations au moment où elles donnent par hasard l'effet voulu. Le plan des enregistrements sera donc fixé *a priori* et les mesures systématiquement croisées.

Donnons un exemple de la méthode de contrôle des appareils. Il s'agit de l'expérience sur les gerbes de l'air pénétrantes, décrite au chapitre IV (fig. 16).

Le montage était modifié matin et soir. Dans la journée les 2 compteurs supérieurs étaient à 5 cm., dans la nuit à 20 cm. l'un de l'autre. Tous les matins, l'épaisseur de plomb était modifiée de 5 cm. De 10 cm. elle passait le lendemain à 5 cm., le surlendemain à zéro, puis, par paliers jusqu'à 20 cm. et retour. Le croisement régulier n'a été interrompu qu'une fois.

Matin et soir, la haute tension était mesurée ; l'isolement de la coque et du fil était contrôlé au téléphone ainsi que le fonctionnement des compteurs. Durant cette période du 29 octobre au 12 novembre la polarisation critique pour laquelle les coïncidences doubles commencent à passer dans les triples, a été vérifiée onze fois. Le deuxième sélecteur S', du type Neher simple, a été surveillé plus étroitement parce

que moins stable. Le rendement des coïncidences quadruples a été mesuré 12 fois. Matin et soir j'ai vérifié que les coïncidences triples du sélecteur S n'actionnaient pas le sélecteur S' à elles seules (absence de triples dans les quadruples).

Le meilleur de tous ces contrôles est souvent fourni par la cohérence interne des résultats eux-mêmes.

Chambre de Wilson. — En général, un cliché se critique à la lecture : la présence ou l'absence de la trajectoire commandée, définie par son orientation vis-à-vis du système de compteurs, se constatent aisément. Il n'en est pas de même dans la plupart des expériences décrites ici ; il est essentiel d'éliminer les clichés fortuits ou manqués pour en faire une statistique. Parfois le sélecteur de commande est déclenché par induction (servo-moteur ou régulation de la pression) ; un excellent blindage et de bonnes prises de terre réduisent ce danger. Les séries suspectes à ce point de vue ont été entièrement éliminées, même si la suspicion ne s'appuyait que sur la constatation d'une trop grande fréquence de la détente.

La soupape peut ne pas s'ouvrir (et c'est alors visible sur le cliché) ou ne pas se fermer ; et surtout la température peut avoir varié, dérégulant la détente (contrôlée 3 fois par jour au moins). Tous ces cas de non-fonctionnement sont caractérisés à la lecture par la présence d'une série ininterrompue de clichés sans trajectoire même vieille d'électron rapide ou de photoélectron fortuit. La probabilité d'une série de plus de deux clichés complètement vides étant nulle, leur présence doit être attribuée à coup sûr au mauvais fonctionnement de l'appareil et leur élimination peut être décidée presque automatiquement.

CHAPITRE III

Les grandes gerbes de l'air.

Lorsque Maze eut construit son sélecteur à grand pouvoir de résolution, P. Auger et ses collaborateurs constatèrent qu'il subsistait entre deux compteurs très écartés des coïncidences bien plus nombreuses que les fortuites. Ils écartèrent les compteurs toujours davantage, en adjoignirent un troisième, voire un quatrième et montrèrent l'existence de pluies simultanées de dizaines de milliers d'électrons. Ils les attribuèrent à des gerbes en cascade se développant à travers l'atmosphère entière et dues à des électrons primaires d'énergie plus élevée que tout ce que l'on connaissait. Toute une série de travaux ont été conduits par eux sur la densité, le pouvoir pénétrant et la nature des rayons, sur le coefficient barométrique et l'extension de ces gerbes en surface. Kohlhörster et son école les découvrirent en même temps. Elles ont fait l'objet de divers travaux d'Euler, de Cosyns et tout récemment de Hilberry. •

Nous étudierons ici la densité, le rôle des photons, le coefficient barométrique et nous terminerons en discutant ces résultats au point de vue des particules primaires et de la validité de la théorie des cascades.

La densité. — Résultats théoriques sur la structure d'une grande gerbe. — L'extension latérale des gerbes est due à la dispersion angulaire des particules ; Williams a montré que c'est la diffusion élastique des électrons qui commande cette dispersion. Les angles de diffusion étant en gros

inversement proportionnels à l'énergie, les particules de grande énergie sont très peu diffusées. La diffusion angulaire des électrons mous est très grande mais n'entraîne sur leur faible parcours qu'une faible dispersion en surface. Bethe a étudié les photons de freinage qui sont lancés dans la direction de l'électron générateur et conservent sa déviation angulaire ; leur diffusion en surface croît linéairement avec leur parcours qui peut être très long (jusqu'à 700 m. si l'absorption des photons résulte uniquement de la matérialisation et de l'effet Compton). Leurs électrons secondaires se trouvent donc sur la périphérie de la gerbe. Bethe est ainsi parvenu jusqu'à une extension théorique de 90 m. environ qui pourrait être accrue en tenant compte des résultats du chapitre premier et des photons rayonnés par les électrons lents. Il ne paraît pas impossible que les photons soient responsables de la grande extension latérale des gerbes qui a été trouvée expérimentalement de l'ordre de 200 m. à 3 400 m. d'altitude.

Les électrons de grande énergie doivent être groupés par suite de leur faible diffusion et de la multiplication active qu'ils entretiennent. Les électrons de faible énergie, se multipliant peu et fortement diffusés, doivent être répartis au hasard autour du centre de la gerbe. Euler a prévu la répartition suivante : une densité très rapidement croissante au voisinage du centre qui constitue un point singulier et décroissant un peu comme une courbe de Gauss sur les bords de la gerbe où sont dispersées les faibles énergies.

Les rayons de faible énergie ($E \gtrsim E_c$) constituent la presque totalité des particules et nous avons montré au chapitre premier qu'ils sont en équilibre avec le rayonnement de grande énergie : lorsqu'on passe de la gerbe maxima à la gerbe décroissante le nombre de rayons est divisé par 10^5 selon la théorie mais le rapport des électrons lents aux électrons rapides n'a passé que de 3 à 5 environ. La répartition

des rayons en surface est essentiellement celle des électrons lents ; elle est donc à peu près constante : la structure et les dimensions de la gerbe sont donc relativement constantes ; la densité varie d'une part comme le nombre total de rayons d'autre part suivant une loi constante avec la position des compteurs dans la gerbe.

Nous allons confronter ces résultats théoriques avec l'expérience.

Etude avec les compteurs. — Supposons que les rayons de la gerbe soient répartis au hasard — c'est-à-dire que les trajectoires ne soient à aucun degré associées. S'il tombe en moyenne sur un compteur $\bar{n}$ rayons par gerbe, la loi de Poisson donne la probabilité pour que le compteur ne soit pas touché, à savoir $e^{-\bar{n}}$. Le compteur devra donc être touché avec une fréquence relative $1 - e^{-\bar{n}}$. Pour sélectionner les grandes gerbes il faut 2 compteurs éloignés en coïncidences doubles ; la fréquence relative avec laquelle un 3^e compteur sera touché est le rapport des coïncidences triples aux doubles : $\frac{N_3}{N_2} = 1 - e^{-\bar{n}}$ d'où au niveau de la mer : $\Delta = 20$ rayons/m².

La méthode des surfaces est une variante de la précédente, due également à P. Auger. La probabilité pour que 2 compteurs, associés en parallèles, couvrant une surface double, soient touchés est $1 - e^{-2\bar{n}}$. En doublant la surface d'un compteur on multiplie les coïncidences par :

$$R = \frac{1 - e^{-2\bar{n}}}{1 - e^{-\bar{n}}}.$$

En adjoignant à un compteur a un 2^e compteur b en parallèle, j'ajoute, aux grandes gerbes qui touchent a , les grandes gerbes qui touchent b , qui sont en nombre égal ; je multiplie l'enregistrement de ces gerbes par 2. Mais il faut soustraire les gerbes qui touchent simultanément a et b et qui ne sont pas comptées 2 fois ; ce sont justement celles qui sont enregistrées en coïncidences triples. Il en résulte que :

$$2 - \frac{N_3}{N_2} = R.$$

La mesure de R est donc en principe équivalente à celle de $\frac{N_3}{N_2}$, indépendamment de toute hypothèse sur la densité. Cette mesure a été faite au moyen de 2 compteurs en coïncidences doubles à 3 m. l'un de l'autre : les coïncidences entre 2 compteurs simples, entre un simple et un double et entre 2 doubles ont été enregistrées dans des observations croisées.

	2 compteurs simples	1 simple et 1 double	2 doubles
Nombre de coïnci- dences	2 340	3 850	2 684
Moyenne	$2,68 \pm 0,05$	$4,37 \pm 0,07$	$7,05 \pm 0,14$
Nombre d'observa- tions	31	37	14
Dispersion des me- sures	1,00	1,00	1,6

Ces résultats, comme les suivants, sont corrigés de l'effet barométrique. En déduisant les fortuites on trouve 2 valeurs de R puisqu'on a doublé la surface d'un compteur puis de l'autre.

$$R = 1,59 \pm 0,06$$

$$R = 1,61 \pm 0,06.$$

La valeur la plus probable est donc : $R = 1,6 \pm 0,04$ incompatible avec $\frac{N_3}{N_2} = 0,2$.

Le désaccord peut provenir de ce que nos compteurs sont des volumes et non des surfaces : en les accolant, nous doublons bien la surface pour les rayons verticaux mais non pour les rayons très obliques dont certains peuvent traverser simultanément les 2 compteurs. Pour que la surface apparente soit doublée pour toutes les trajectoires, il faut que les compteurs mis en parallèle soient assez écartés.

J'ai donc observé les coïncidences pour divers écartements des compteurs :

Distance axe à axe . . .	4 cm.	8 cm. 5	25 cm.	45 cm.
Nombre de coïncidences . .	2 785	2 053	3 609	2 663
Moyenne	$7,83 \pm 0,2$	$8,17 \pm 0,2$	$8,04 \pm 0,12$	$8,46 \pm 0,15$
Dispersion des observations.	2,3	0,95	0,8	0,7

Les résultats sont illustrés par la courbe (fig. 6). Le nombre de coïncidences, donc le rapport R , augmente bien lorsqu'on écarte les compteurs, mais pas régulièrement. Les premiers centimètres d'écart accroissent la surface apparente totale pour les rayons obliques; ensuite il y a un palier puis un nouvel accroissement: le toit produit cette perturbation. Admettons que le rapport R vrai soit atteint seulement pour 50 cm. d'écart. Il faut multiplier la valeur précédente par $\sqrt{1,09}$, facteur calculé en déduisant les fortuites. R prend

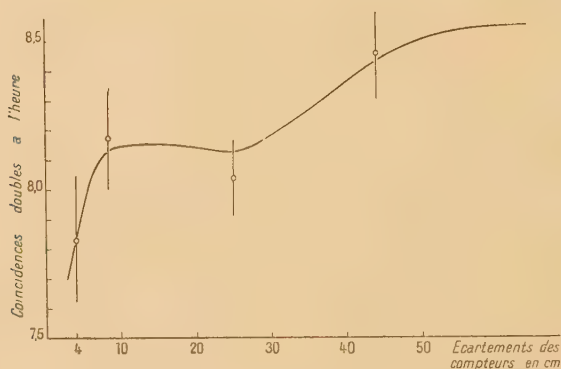


Fig. 6. — Variation de la densité avec l'écartement des compteurs sous une voûte mince d'aluminium.

alors la valeur 1,67, encore insuffisante. C'est le mauvais rendement des compteurs mis en parallèles qui est responsable: une mesure facile en coïncidences verticales montre que le rendement de compteurs en parallèle n'est que 90 à 95 o/o de celui d'un compteur simple. Ce fait a été constaté indépendamment par M. Chaminade. Il suffit d'augmenter R de 7 o/o pour qu'il atteigne la valeur:

$$R = 1,79 \text{ qui donne } \Delta = 20 \text{ rayons/m}^2.$$

Le désaccord entre la méthode des triples et celle des surfaces est donc éliminé; la méthode des surfaces est pourtant moins précise.

Effet de voûte. — Dans la courbe précédente, l'indication du palier est à la limite des erreurs d'expérience.

J'ai mesuré $\frac{N_3}{N_2}$ directement et non plus R en fonction de l'écartement des compteurs et cela sous 2 toits différents.

La première courbe de la figure 7 a été tracée d'après les observations faites sous un toit de planches à 1 m. 50 des compteurs. La deuxième d'après les observations faites dans le hall de la Haute tension à l'E. N. S. dont la terrasse en ciment est élevée de 10 mètres. Sachant que le toit sous

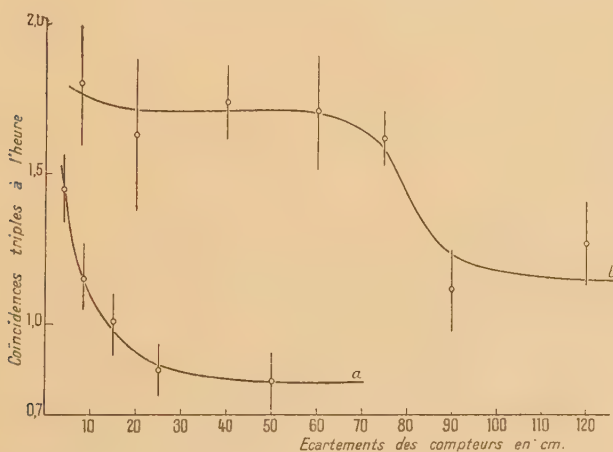


Fig. 7. — Variation de la densité avec l'écartement des compteurs :

- a) sous une voûte de planches ;
- b) sous une voûte élevée de ciment.

lequel ont été faites les observations illustrées par la figure 6, est une feuille d'aluminium de 2 mm. doublée de 1 cm. de liège, on voit que le palier est d'autant plus accentué que le toit est plus important. Il est vu sous un angle de $7/100$ de rad à l'E. N. S. et un peu supérieur au $1/10$ de rad dans la pièce d'aluminium. Cet effet est donc incontestablement associé à l'interposition d'une voûte mince sur le trajet des

grandes gerbes. Dans ce toit, les condensations comprenant les particules rapides produisent des gerbes secondaires par création et par diffusion d'électrons. Si un compteur est touché par un rayon d'une telle gerbe secondaire, la densité sera plus élevée au voisinage de ce compteur. Les dimensions de ce palier sont difficiles à interpréter : il faut probablement faire intervenir simultanément la diffusion élastique et les angles de paires.

Sous une voûte aussi insignifiante que le toit de planches, l'association locale moins marquée n'en existe pas moins puisque le rapport $\frac{N_3}{N_2}$ est supérieur à la moyenne jusqu'à 25 cm.

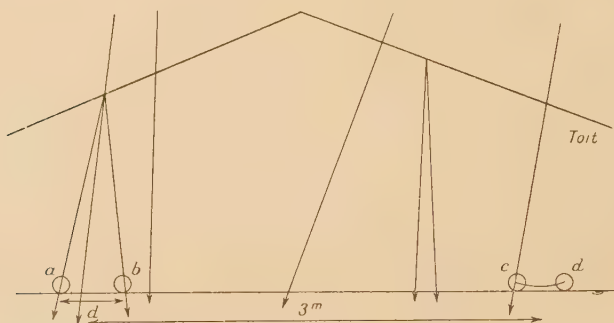


Fig. 8. — Effet d'une voûte sur une grande gerbe (gerbes secondaires).

Conclusion. — Pour les compteurs tout se passe comme si les rayons étaient répartis au hasard avec une densité de 20 au m^2 sauf une faible association locale à l'air libre, beaucoup plus forte sous une voûte et due aux gerbes secondaires. Ce résultat a été déjà publié par Cosyns alors que ce travail était en cours.

Etude avec la chambre de Wilson ⁽¹⁾. — Le compteur n'est capable de répondre que oui ou non : une chambre comman-

(1) Expériences faites sous le toit d'aluminium.

dée par un dispositif sélecteur des grandes gerbes doit pouvoir donner des détails sur le rayonnement qui l'a frappée : malheureusement le pouvoir séparateur de la chambre est mauvais.

Lorsqu'on étudie les clichés pris au hasard on constate qu'il passe environ un rayon fortuit en moyenne pendant le temps d'efficacité de la chambre. Or celle-ci présente au rayonnement cosmique une surface apparente de l'ordre de 200 cm^2 ; à chaque grande gerbe elle sera traversée par un nombre moyen de 0,4 particule. Les rayons fortsuits seront donc deux fois plus nombreux que les rayons commandés.

La statistique des clichés pris au hasard devra être aussi bonne que celle des clichés commandés, dont elle devra être soustraite. Le fond étant deux fois plus important que l'effet, les clichés Wilson seraient inutilisables si la répartition en densité était absolument normale.

Les clichés au hasard ont été systématiquement intercalés parmi les 650 clichés commandés. Le dépouillement des films a été fait trois fois. La critique des expériences a conduit à l'élimination d'une centaine de clichés. L'estimation de la largeur des trajectoires étant soumise à quelque incertitude, certaines trajectoires ont dû être classées comme douteuses ; en les excluant, on établit une statistique étroite ; en les comprenant, une statistique large. Comme dans la statistique étroite le fond fortuit a la même importance relative, j'ai adopté la statistique large qui offre plus de sécurité.

Clichés au hasard. — Il en a été pris 137 reconnus bons dont voici la répartition d'après le nombre de rayons. Les nombres de clichés calculés d'après la loi de Poisson sont indiqués au-dessous :

Nombre de trajectoires.	0	1	2	3	4	5	>5
Nombre de clichés . . .	53	45	25	10	3	1	0
Répartition de Poisson .	54	50	23	8	2	0	

La moyenne du nombre de rayons dans les clichés $n < 4$ est de 0,94; cette méthode de calcul de la moyenne est celle que nous adopterons pour les clichés commandés. Comme on pouvait le prévoir, la fréquence des rayons fortuits suit bien une loi de Poisson.

Montages. — Les compteurs ont été montés soit en coïncidences doubles, soit en coïncidences triples (fig. 9).

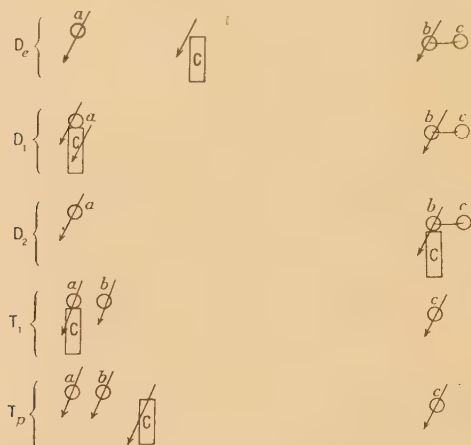


Fig. 9. — Montages de la chambre de Wilson (C) utilisés pour l'étude de la densité.

Dans une première série de clichés, désignée par D₀, un compteur simple était, à 1 m. 20 de la chambre, en coïncidence avec un compteur double à 2 m. 50 de la chambre.

Dans la série D₁, le compteur simple était sur la chambre et le compteur double éloigné.

Dans la série D₂, la chambre était sous le compteur double, le compteur simple étant à 2 m. 50; tandis que dans la série D₂' le compteur simple était à 13 m.

Dans les séries en triples le compteur éloigné était toujours à 2 m. 50. Dans la série T₂ ce compteur était double,

tandis qu'un compteur simple était sur la chambre et un autre à 8 cm. en avant.

Le montage était identique dans la série T_1 mais le compteur éloigné était simple. Le montage T_p se déduit de T_1 en déplaçant en bloc les 2 compteurs simples de 30 cm. en avant de la chambre.

Le tableau donne les nombres de clichés comprenant n rayons en valeur absolue puis en pourcentage.

Statistiques :

Nombre de trajectoires .	0	1	2	3	4	5	>5	0	1	2-3	≥ 4	Total	Valeur moyenne $n < 4$
Hasard . . .	53	45	25	10	3	1	0	39 0/0	33 0/0	26 0/0	3 0/0	137	0,94
Doubles D_e .	45	48	12	10	6	1	3	36 0/0	38 0/0	18 0/0	8 0/0	125	0,89
D_1 .	34	30	28	9	7	2	8	29 0/0	25 0/0	31 0/0	14 0/0	118	1,12
D_2 .	20	11	10	5	1	2	0	41 0/0	23 0/0	31 0/0	6 0/0	49	1,00
D'_2 .	3	7	1	4	0	0	0					15	1,40
Triples T_2 .	8	11	12	7	6	2	6	15 0/0	21 0/0	37 0/0	27 0/0	52	1,47
T_1 .	6	4	5	4	1	2	7	21 0/0	14 0/0	31 0/0	35 0/0	29	1,37
T_p .	7	7	8	6	4	3	8	16 0/0	16 0/0	33 0/0	35 0/0	43	1,46

Dans divers montages un compteur est placé sur la chambre; j'ai soustrait des statistiques tous les rayons pouvant avoir traversé ce compteur, qui ont une probabilité différente d'être enregistrés. J'ai par précaution supprimé des autres statistiques les rayons présentant la même orientation apparente. En outre les gerbes issues des parois de la chambre ou de son voisinage ont été comptées pour une seule trajectoire.

Discussion. — Les statistiques de clichés commandées sont évidemment inutilisables pour décider si la répartition des rayons se fait au hasard, les fortuites sont trop nombreuses. En revanche ces clichés révèlent l'existence de condensations ou zones de grande densité. Le nombre des clichés $n > 4$ est sans aucun rapport avec celui que laisserait prévoir une répartition de Poisson. Mais en coïncidences doubles ces

zones de grande densité ne jouent qu'un rôle très réduit qui est au plus de l'ordre de 10 o/o.

Comment sont répartis les rayons responsables des 90 o/o restants? La question reste entière. Cependant, sans vouloir tirer de mauvaises observations ce qu'elles ne peuvent donner, nous pouvons noter que le nombre des clichés comprenant 2 et 3 rayons ne montre dans les clichés commandés en doubles aucun accroissement qui oblige à admettre pour ces clichés une association des rayons comme c'est le cas pour les clichés $n > 4$.

Schéma de la répartition en densité. — Rien ne s'oppose donc à ce que nous admettions qu'en dehors des condensations la répartition des rayons se fait au hasard. C'est l'hypothèse la plus simple, et que la théorie nous propose. Nous supposons que la densité moyenne par compteur a dans cette zone la valeur $\bar{n}$, $\bar{n}$ étant inférieur à 0,2, en sorte que la probabilité pour qu'un compteur soit touché peut être prise égale à $\bar{n} \neq 1 - e^{-\bar{n}}$.

L'enregistrement de condensations ($n > 4$) semble sensible à la proximité d'un compteur. Les clichés $n > 4$ sont nettement plus nombreux lorsqu'un compteur simple se trouve sur la chambre que lorsque c'est un compteur double ou lorsque les 2 compteurs sont éloignés de plus de 1 m. 20. En revanche l'examen des coïncidences triples T_p montre qu'elles s'étendent à plus de 30 cm. du système des 2 compteurs. Il semble normal d'admettre que ces condensations ont, dans la pièce d'aluminium un diamètre compris entre 30 cm. et 1 m., bien que de nouvelles expériences soient désirables.

Nous allons tenter de reconstruire les résultats relatifs à la densité au moyen du schéma simplifié suivant.

Une grande surface couvrant S o/o de la surface totale de la gerbe, où les rayons sont répartis au hasard avec une probabilité de toucher un compteur égale à $\bar{n}$.

Une petite surface, couvrant s o/o de la surface totale, dis-

persée en plusieurs condensations isolées, où la densité est telle qu'un compteur est sûrement touché.

Dans cette hypothèse, il y a indépendance complète entre la position des divers compteurs : si le compteur éloigné est touché par un paquet de rayons, le ou les compteurs proches n'ont pas plus de chances de l'être.

Partons des deux résultats les plus précis : le rapport $\frac{N_3}{N_2}$ mesuré avec les compteurs et la fréquence des condensations en coïncidences triples, égale à 30 o/o d'après les clichés Wilson.

Si les 2 compteurs sont assez écartés pour qu'aucune condensation ne puisse les couvrir simultanément, la probabilité pour que le 2^e compteur soit touché est simplement :

$$S\bar{n} + s = 0,2.$$

Si les 2 compteurs sont rapprochés la probabilité pour que le système soit touché par une condensation est s ; par des rayons isolés elle est n^2S . Le pourcentage des condensations est donc :

$$\frac{s}{S\bar{n}^2 + s} = 0,3$$

de ces 2 équations nous tirons :

$$\bar{n} = 0,186 \quad s = 1,5 \text{ o/o} \quad \frac{S}{s} = 67.$$

Le rapport des triples aux doubles, les 2 compteurs étant proches, est :

$$\frac{N_3}{N_2} \text{ proches} = \frac{S\bar{n}^2 + s}{S\bar{n} + s} = 0,25.$$

De la courbe de la figure 6 nous déduisons la valeur expérimentale 0,24.

La probabilité pour qu'un compteur isolé soit touché par une condensation est :

$$\frac{s}{S\bar{n} + s} = 7,5 \text{ o/o (valeur expérimentale } 11 \text{ o/o } \pm 5 \text{ o/o)}.$$

La probabilité pour qu'une condensation frappe la chambre, les 2 compteurs étant éloignés, est :

$$\frac{s}{S} = 1,5 \text{ o/o (valeur expérimentale } 4 \text{ o/o } \pm 4 \text{ o/o).}$$

La probabilité pour qu'une condensation frappe un compteur double est :

$$\frac{s}{2S\bar{n} + s} = 4 \text{ o/o (valeur expérimentale } 3 \text{ o/o } \pm 3 \text{ o/o).}$$

Le rapport des coïncidences quadruples (3 compteurs proches) aux coïncidences triples est :

$$\frac{S\bar{n}^3 + s}{S\bar{n}^2 + s} = 0,43 \text{ (valeur expérimentale } 0,5).$$

Le schéma indiqué est en bon accord avec tous les faits expérimentaux connus.

Condensations à l'air libre. — Nous avons ainsi rendu compte de l'existence du palier dans les courbes 6 et 7 grâce aux condensations. Le diamètre trouvé avec les compteurs est en accord avec celui donné par la chambre ; nous avons également retrouvé par le calcul le niveau du palier ; quant à la forme plane du palier, elle s'interprète aisément puisque les compteurs sont saturés dans une condensation. La courbe établie sous le toit de planches montre que les condensations existent bien que moins marquées à l'air libre : leur extension ne devrait pas dépasser 10 à 15 cm. de largeur. Un toit si mince soit-il provoque par effet gerbigène et diffusion élastique une localisation énergétique au voisinage des électrons et des photons de grande énergie et ces larges condensations observées à la chambre de Wilson.

Le toit n'est pas seul à provoquer une telle multiplication locale ; les montants métalliques de la chambre également qui ont une épaisseur moyenne de 1 cm. d'aluminium ; mais l'angle solide qu'ils occupent est environ le 1/10 de l'angle solide total, d'autre part ils sont très proches de la chambre

et la multiplication qu'ils entretiennent est très localisée. Ils élargissent un peu les condensations et surtout en augmentent la densité.

Condensations uniques ou multiples. — Au cas où la condensation serait unique dans chaque gerbe, l'indépendance complète entre les compteurs ne serait pas réalisée tout à fait ; cependant les calculs donneraient le même résultat à très peu près. Certes le rapport entre S et s est petit et

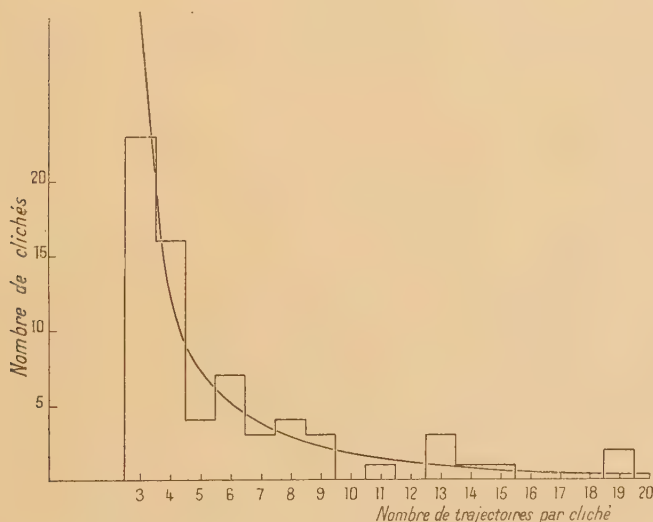


Fig. 10. — Clichés de condensations.

Répartition du nombre de clichés d'après le nombre de rayons.

les valeurs de S qui en résultent sont petites puisque s serait inférieure au mètre carré (diamètre de l'ordre de 4 m.) et peu en accord avec les extensions connues des grandes gerbes ; de même le nombre total de rayons serait de l'ordre de quelques milliers seulement. Pierre Auger et Maze ont trouvé au Jungfraujoch des coïncidences entre compteurs éloignés protégés par 10 cm. de plomb. Les expériences actuelles ne nous permettent pas de décider si les condensa-

tions sont uniques ou multiples ; il y a de légères indications en faveur de l'existence de condensations multiples.

Structure des condensations. — Les compteurs sont saturés dans une condensation ; l'enregistrement devient donc indépendant de la densité. La fréquence observée des condensations comprenant n rayons est donc exactement la fréquence réelle, les compteurs ne faisant aucune sélection. Ci-dessous est donnée la statistique de la répartition des clichés d'après le nombre des rayons, image de la répartition réelle des densités dans les condensations (déduction faite d'un fortuit par cliché).

Nombre de rayons .	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	19	34	49	54
Nombre de clichés .	23	16	4	7	3	4	3	0	1	0	3	1	1	2	1	1	1

La figure 10 illustre cette statistique.

Sensibilité de la densité générale. — Nous avons dans ce qui précède considéré la densité générale n comme constante. Les statistiques montrent cependant une densité générale bien plus élevée que la moyenne sur les clichés $n < 4$, dans deux montages :

En coïncidences triples le nombre moyen de rayons est 1,4. Les coïncidences doubles sur base de 13 m. donnent le même nombre 1,4. Dans le premier cas l'on peut admettre que les coïncidences triples sélectionnent dans la zone des rayons dispersés les régions centrales plus denses. Mais il est probable que dans les deux cas il y a surtout sélection des gerbes les plus abondantes : c'est à la dispersion en énergie des rayons primaires qu'il faut attribuer cette dispersion de la densité générale. L'augmentation de la densité avec la base avait déjà été observée par P. Auger au moyen des compteurs.

Particules lourdes. — Les collaborateurs de P. Auger ont signalé à deux reprises la fréquence élevée des traces de protons lents dans les clichés Wilson de grandes gerbes au Jungfraujoeh.

En ajoutant aux clichés au hasard une autre série de clichés au hasard pris à la même époque pour une autre expérience on trouve sur 214 clichés : 3 α récents, 3 α douteux, 2 protons et 2 protons douteux. Il a été pris en tout 513 clichés de grandes gerbes sur lesquels j'ai distingué 10 α récents, 7 α douteux, 11 protons et 4 protons douteux. L'existence d'une certaine densité de protons, plus faible qu'en altitude, paraît certaine également au niveau de la mer. Leur parcours ne dépasse guère 10 cm. et se tient aux environs de 3 ou 4 cm. Il n'y a aucune concentration visible de ces protons dans les condensations électroniques puisque sur 58 clichés de condensations il n'y a que 2 protons ⁽¹⁾. Ces protons peuvent être dus aux neutrons dont Korff vient de montrer l'association avec les gerbes et pour lesquels il propose une origine photonucléaire, que nous avons suggérée également dans une note.

Conclusion. — Il n'a pas été fait la preuve directe d'une répartition au hasard des rayons de grandes gerbes : cependant un schéma simple de la densité a pu être proposé dont toutes les conséquences sont jusqu'ici en accord avec l'expérience : *les électrons d'énergie $\gtrsim E_c$, les plus nombreux, sont répartis au hasard et sont responsables de la densité générale qui varie avec l'énergie de la gerbe. Les électrons rapides forment des pinceaux étroits, des lignes singulières entourées d'une densité plus élevée. Ces pinceaux s'épanouissent sous le toit le plus mince formant des condensations secondaires de densité énorme.*

Ces résultats sont en très bon accord avec le schéma théorique d'Euler ; un point important reste à élucider : les condensations sont-elles uniques ou multiples et dispersées dans la gerbe ? Si l'on devait adopter la deuxième solution, il pourrait en résulter des conséquences importantes. La

(1) L'un de ces protons est visible sur le cliché n° 2, planche I.

répartition granulaire des pinceaux de grande énergie pourrait faire penser qu'ils sont secondaires de corpuscules isolés de grande énergie.

Les photons dans les grandes gerbes. — L'étude expérimentale en a déjà été publiée dans une note de P. Auger et de l'auteur. Les calculs théoriques faits au chapitre premier permettent de comparer l'expérience et la théorie.

Nous avons vu au chapitre premier que, si les photons sont absorbés par effet Compton et par matérialisation, le nombre des photons devrait être de 3 à 5 fois celui des électrons et ceux d'entre eux qui sont secondaires d'électrons lents doivent constituer plus de la moitié du nombre total.

Effet de coque. — Si le compteur avait une coque infiniment mince, il compterait les électrons de l'air et aucun des photons. La coque du compteur arrête certains (les plus lents) des électrons mais des photons provoquent par leurs secondaires la décharge du compteur lorsqu'ils ont subi dans la coque l'absorption Compton ou la matérialisation.

L'effet sera marqué si nous doublons la coque de cuivre en enroulant des feuilles de plomb. Nous avons vu que l'équilibre entre photons et électrons n'est pas le même au-dessus ou au-dessous de l'énergie critique. Au-dessus de l'énergie critique le nombre des photons est voisin de celui des électrons. Dans le plomb, l'énergie critique n'est que de 10^7 ev. En passant de l'air dans le plomb le rayonnement compris entre 10^7 ev. et $1,5 \cdot 10^8$ ev. subit donc un remaniement. Un nouvel équilibre s'établit dans le plomb entre photons et électrons et la proportion des électrons augmente. En enroulant des feuilles de plomb successives sur le compteur, nous augmenterons le nombre des coïncidences jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint dans le plomb ; la saturation aura donc lieu aux environs du parcours moyen d'un photon qui est de l'ordre de 7 mm. de plomb.

Calcul théorique. — J'ai fait un calcul simplifié grâce aux approximations suivantes :

Le parcours d'un électron n'est pas déterminé, à cause des fluctuations de la perte par freinage. On ne peut parler que d'un parcours moyen, qui est donné par Bethe et Heitler (1934). J'ai admis cependant qu'un électron d'énergie donnée a un parcours fixe égal à ce parcours moyen.

En fin de parcours, dans le plomb, les électrons sont si diffusés que leur pénétration réelle est bien plus faible que leur parcours théorique. J'ai donc diminué systématiquement ce dernier de 2 mm. afin de tenir compte de l'arrêt par diffusion en fin de parcours.

Enfin j'ai admis que le photon transmet à l'électron Compton ou à l'un des deux électrons de paire les $3/4$ de son énergie.

Grâce à ces simplifications brutales, on remplace des fonctions intégrales de probabilités par des fonctions moyennes du type δ égales à 0 ou à 1 suivant la valeur de l'énergie initiale : l'électron est ou n'est pas présent.

Le nombre des électrons arrêtés par une épaisseur de coque donnée s'évalue aisément : il suffit de mesurer graphiquement le nombre de ceux qui ont une énergie insuffisante pour traverser (fig. 1 et 2).

Tous les photons matérialisés dans la coque ne sont pas efficaces. Seuls sont enregistrés, les photons matérialisés à une certaine profondeur minima dans le plomb, profondeur définie par le parcours de l'électron secondaire. Il faut tenir compte de l'affaiblissement subi par le faisceau de photons du fait des matérialisations inefficaces dans les couches supérieures de la coque. Cette absorption n'intervient que pour les photons de faible énergie.

J'ai tracé le spectre d'énergie des photons matérialisés efficacement, cela point par point et pour diverses épaisseurs de la coque, pour la grande gerbe décroissante. La courbe théorique de la figure 11 indique l'accroissement du nombre de coïncidences avec l'épaisseur de la coque résultant de la composition des deux effets antagonistes. L'effet maximum

sur un compteur simple est de 70 o/o. Pour une gerbe un peu moins décroissante il tomberait à 50 o/o.

Expériences. — Deux compteurs éloignés étaient branchés en coïncidences doubles. Sur leur coque, j'ai enroulé des feuilles successives de 2 mm. de plomb. L'épaisseur moyenne traversée par un rayon est un peu supérieure à l'épaisseur de la feuille à cause de l'obliquité des trajectoires. Après calcul j'ai adopté pour cette épaisseur moyenne la valeur 2 mm. 5 et c'est pour ces épaisseurs moyennes que j'ai fait le calcul théorique.

Deux expériences ont été faites, sur une base de 3 m. et sur une base de 13 m.

Base 3 m. :

Epaisseur de coque . .	Coque nue	2 mm. plomb	4 mm. plomb	6 mm. plomb	8 mm. plomb
Nombre de coups . .	874	816	1 351	480	1 328
Durée . .	101 h.	77 h.	121 h.	43 h.	128 h.
Moyenne . .	$7,84 \pm 0,2$	$9,65 \pm 0,25$	$10,15 \pm 0,3$	$10,1 \pm 0,5$	$9,82 \pm 0,25$

Base 13 m. :

Nombre de coups . .	510	671	202
Durée . .	197 h.	214 h.	60 h.
Moyenne . .	$2,50 \pm 0,1$	$3,03 \pm 0,15$	$3,50 \pm 0,15$

Le graphique de la figure 11 donne la courbe théorique et les courbes expérimentales (fortuites déduites) ramenées à la même échelle.

Discussion. — L'allure des courbes expérimentales et théorique est identique : l'effet de coque est une nouvelle vérification de la théorie des cascades. Mais pour rendre ces deux courbes comparables il faudrait diviser de moitié l'effet expérimental (de 40 o/o), puisque ce dernier a été obtenu en blindant les 2 compteurs. L'effet expérimental est donc 3 fois trop petit environ. Cette discordance ne résulte pas d'une erreur dans nos calculs puisqu'Arley qui a évalué cet effet dans son plus récent travail (probabilité de présence de plus d'un électron), trouve un effet théorique simple de

44 o/o, et cela en négligeant les photons secondaires d'électrons lents.

Deux interprétations sont possibles :

Ou bien les photons sont plus dispersés que les électrons. C'est ce qui devrait se produire particulièrement pour les photons secondaires d'électrons lents fortement diffusés. Une grande partie des photons se trouverait ainsi dispersée dans des zones périphériques de très faible densité où ils auraient très peu de chances d'être enregistrés. S'il en était

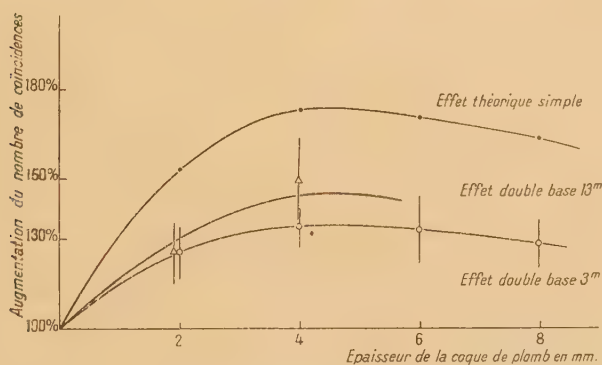


Fig. 11. — Effets de coque.

ainsi l'effet de coque mesuré sur de très grandes bases devrait être très important.

Ou bien il y a un autre mode d'absorption des photons. Il n'y a besoin que d'une très faible densité de particules lourdes dans les grandes gerbes pour que leur ionisation absorbe une part importante de l'énergie de la gerbe. Cette discussion fera l'objet d'un prochain travail.

Effet barométrique. — Lorsque la pression barométrique augmente, une quantité d'air supplémentaire s'interpose sur le trajet des grandes gerbes : la théorie des cascades prévoit donc un effet barométrique important, dont la mesure est

intéressante, puisqu'elle donne en principe le coefficient d'absorption.

Kohlhörster puis Cosyns ont mesuré l'effet barométrique en coïncidences triples et l'ont trouvé égal à 7,7 o/o et à 8 o/o pour des bases de quelques mètres. Auger Robley et Pluvinage l'ont mesuré au Pic du Midi.

Un grand nombre d'observations de coïncidences doubles ont été faites en vue des études précédentes : leurs résultats permettent une évaluation de l'effet barométrique.

En général les observations étaient faites sur des montages différents fréquemment croisés. J'ai réduit les résultats de chaque montage dans un rapport convenable pour les rendre tous comparables entre eux. 5 séries d'observations ont été dépouillées :

a) mesure de l'effet de surface ; b) mesure de la variation en densité avec l'écartement des compteurs ; l'enregistrement horaire des grandes gerbes a été divisé en 2 séries c_1 et c_2 ; les observations de l'effet de coque forment la 5^e série d). En tout le dépouillement a porté sur 35.000 coïncidences. J'ai divisé l'échelle des pressions en intervalles, groupé les observations faites dans un même intervalle de pression et évalué le coefficient barométrique par la méthode des moindres carrés (fig. 12). Voici les résultats (fortuites déduites) :

Série	Nombre moyen de coïncidences à 760	Coefficient barométrique
$\overline{a}$. . .	6,6 /h.	9,1 o/o par cm. Hg
$\overline{b}$. . .	6,95/h.	9,5 o/o —
c_1 . . .	6,48/h.	7,1 o/o —
c_2 . . .	6,4 /h.	8,8 o/o —
$\overline{d}$. . .	6,55/h.	11 o/o —

La valeur du coefficient barométrique en coïncidences doubles entre 2 compteurs de 220 cm² est donc comprise entre 9 et 9,5 o/o en bon accord avec les valeurs données par les autres auteurs en coïncidences triples.

Les observations faites au Pic du Midi sur une base de 2 m. ont dû être discutées, l'appareil ayant subi une dérive progressive. En séparant les mesures en 4 séries on trouve avec les deux meilleures un coefficient de $11\ 0/0 \pm 1$ que nous adopterons.

Le nombre de coïncidences doubles varie de 1 à 8 lors-

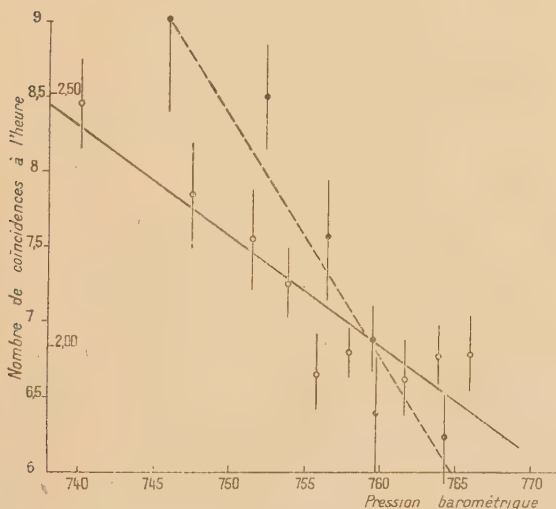


Fig. 12.

- effet barométrique sur base 3 m.
- effet barométrique sur base 13 m.

qu'on s'élève du niveau de la mer (10 m. 3 d'eau) au Pic du Midi (7 m. 3 d'eau). Ceci correspond à un coefficient d'absorption moyen de 10 0/0 par centimètre de mercure entre ces deux stations. L'absorption des grandes gerbes paraît donc dépendre uniquement de la masse d'air traversée ; les coefficients d'absorption locaux étant très voisins du coefficient moyen.

Mais Cosyns trouva que le coefficient barométrique des

gerbes enregistrées sur de très grandes bases était plus élevé. Les mesures faites sur 13 m. pour l'étude des photons m'ont permis d'évaluer le coefficient barométrique sur cette base. Je l'ai trouvé égal à $23 \text{ o/o} \pm 7 \text{ o/o}$. D'autre part la décroissance en extension des enregistrements entre 3 m. et 13 m. est la même au niveau de la mer et au Pic du Midi : elle se traduit aux deux altitudes par un facteur 0,48. Par conséquent les coïncidences doubles sur base de 13 m. décroissent entre le Pic du Midi et le niveau de la mer avec un coefficient d'absorption de 10 o/o par centimètre de mercure.

Le coefficient barométrique des gerbes prises sur une grande base est plus élevé que le coefficient d'absorption déduit de la décroissance en altitude.

Effet de température et variation diurne. — J'ai cherché à mettre en évidence un effet de température sur les résultats obtenus au Pic du Midi (qui ont porté sur un mois); je n'y ai pas réussi. Kohlhörster a trouvé un effet de température probablement grâce à des observations plus longues ; il est possible également qu'il ait calculé l'effet de température sur les résultats bruts et que l'effet traduise la corrélation qui existe entre la température et la pression (au moins pendant une saison). Comme la corrélation entre la température et la pression change de signe d'hiver en été, un effet de température devrait se traduire par l'inégalité des effets barométriques en été et en hiver ; or je n'ai rien trouvé de tel sur les observations faites au niveau de la mer. Nous avons vu au chapitre II que l'étude de la corrélation entre 2 enregistrements n'oblige pas à supposer d'autre effet météorologique que l'effet barométrique.

De janvier à avril 1939, l'enregistrement horaire des grandes gerbes s'est poursuivi et m'a permis de rechercher l'existence d'une variation diurne. La figure 13 donne le résultat trouvé. Il y a peut-être un maximum peu accusé vers midi, trouvé également par Kohlhörster. Le maximum trouvé vers 6 heures du matin n'a aucun rapport avec celui

trouvé par cet auteur. D'ailleurs le nombre des écarts dépassant l'écart probable est très normal et la dispersion est de 1,1. Il faut en conclure que ces mesures ne permettent pas de nier l'existence d'une variation diurne, mais qu'elles rendent improbable l'existence d'une variation diurne supérieure à 5 o/o.

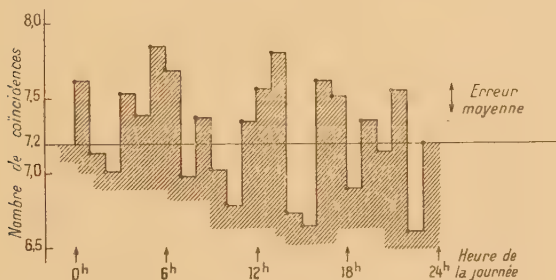


Fig. 13. — Variation diurne de l'enregistrement horaire des grandes gerbes.

Valeur de la moyenne horaire entre les heures h et $h + 1$.

Le spectre des électrons primaires. — Hilberry a étudié la variation des grandes gerbes en altitude et en a déduit que le spectre des électrons primaires était bien représenté par une loi de puissance en $E^{-2.7}$.

Nous allons essayer de trouver quelles conclusions qualitatives l'on peut tirer de la théorie et des résultats exposés ici concernant les électrons primaires et la densité des gerbes.

Nous avons vu au début du chapitre que la densité variait avec la position des compteurs dans la gerbe et proportionnellement au nombre de rayons de la gerbe. Nous avons jusqu'ici négligé le 2^e facteur. Pour l'étude qualitative des électrons primaires, nous allons supposer non seulement que toutes les gerbes ont la même structure ce qui est vrai, mais encore que la densité est uniforme sur toute la surface de la gerbe. Dans ces conditions la densité est simplement

proportionnelle au nombre total de rayons. Si e^φ est le nombre de rayons, la densité (en prenant le compteur par unité de surface) est :

$\delta = e^{\varphi - \varphi_0}$, $e^{-\varphi_0}$ étant le facteur de proportionnalité la probabilité pour que la gerbe soit enregistrée est donc $1 - e^{-\delta}$ pour 1 compteur simple $(1 - e^{-\delta})^2$ pour 2 compteurs et $(1 - e^{-\delta})^3$ pour 3 compteurs. Désignons ce rendement par $e^{+\bar{\varphi}} = 1 - e^{-\delta}$.

Si $\delta \ll 1$, $1 - e^{-\delta} = \delta$ donc $\bar{\varphi} = \varphi - \varphi_0$,

Si $\delta \gg 1$, $1 - e^{-\delta} = 1$ donc $\bar{\varphi} = 0$

les compteurs sont saturés.

Mais le nombre de rayons e^φ varie avec l'énergie initiale $E_c e^y$ du rayon primaire. Les gerbes d'énergie primaire comprise entre E et $E + dE$ sont enregistrées avec une fréquence qui est le produit de la fréquence réelle de ces primaires par la probabilité d'enregistrement de la gerbe. Au lieu de la variable E nous prendrons la variable y . Le spectre d'énergie en y est $n_y dy$:

$$n_y dy = p_{(E)} dE = E^{-\alpha} dE = E_c^{1-\alpha} e^{-\alpha y} e^y dy = E_c^{1-\alpha} e^{(1-\alpha)y} dy.$$

La fréquence d'enregistrement de gerbes de primaires y est donc pour un compteur simple :

$$\pi_y dy = n_y dy \cdot e^{\bar{\varphi}} = e^{\bar{\varphi} - (\alpha-1)y} dy.$$

Lorsque $\varphi \ll \varphi_0$, $\delta \ll 1$ et la fonction π_y varie comme $e^{(\varphi - \varphi_0) - (\alpha-1)y}$. Lorsque y croît φ croît et la croissance de φ est plus rapide que celle de $(\alpha-1)y$. La fréquence d'enregistrement commence par croître avec l'énergie. Ceci est encore plus marqué en coïncidences doubles où l'exposant est $2\bar{\varphi} - (\alpha-1)y$. Lorsque y est assez grand pour que $\varphi \gg \varphi_0$, $\delta \gg 1$, la fonction π_y varie seulement comme $e^{-(\alpha-1)y}$ et décroît exponentiellement avec y .

Les gerbes de très faible énergie sont très nombreuses mais si peu denses qu'elles ne sont presque jamais enregistrées. Les gerbes de très grande énergie sont toutes enre-

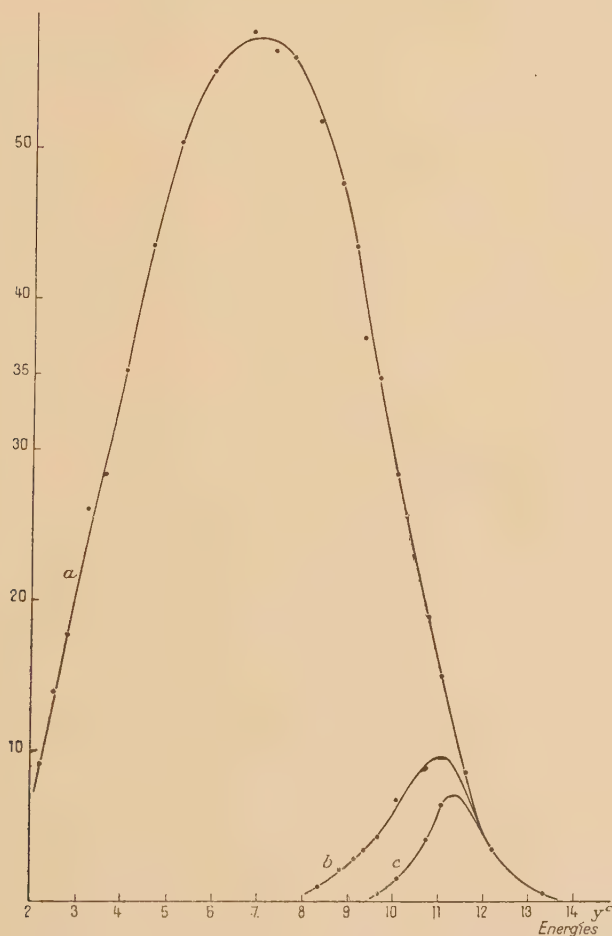


Fig. 14. — Probabilité d'enregistrement d'une grande gerbe (en unités conventionnelles) suivant l'énergie primaire :

- a* avec un compteur unique ;
- b* avec 2 compteurs en coïncidence ;
- c* avec 3 compteurs en coïncidence.

gistrées mais sont très rares. On enregistrera donc en coïncidences doubles essentiellement les grandes gerbes qui ont une densité telle que la moyenne du nombre de rayons par compteur soit voisine de 1.

Le calcul exact de la fonction π_y est d'ailleurs aisé et la figure 14 donne au Pic du Midi les fréquences d'enregistrement d'une gerbe y , par 1, 2 et 3 compteurs en coïncidences pour la valeur $\varphi_0 = 10$ et le cas où $\alpha = 2,7$.

On voit qu'un système de compteurs en coïncidences doubles ou triples constitue un monochromateur qui n'enregistre que les gerbes comprises dans un intervalle étroit d'énergie. Si l'on utilisait des compteurs 10 fois plus grands on devrait donc trouver une densité moyenne au mètre carré en gros 10 fois plus petite.

Choix du spectre des électrons primaires. — J'ai établi ces courbes de répartition spectrale des électrons primaires pour diverses valeurs de α ($\alpha = 2,5; 2,7; 3$), au Pic du Midi et au niveau de la mer. Entre ces deux niveaux on trouve les rapports suivants entre les coïncidences doubles : $\alpha = 2,5$, $\rho = 7$; $\alpha = 2,7$, $\rho = 8,5$; $\alpha = 3$, $\rho = 13$ (La valeur de φ_0 un peu arbitraire n'a pas grande influence : si $\varphi_0 = 12$ et $\alpha = 2,7$, $\rho = 7,7$). Le rapport des triples aux doubles est pour ces trois exposants successifs 0,62, 0,52, 0,5. La valeur médiane de la densité (par compteur) est plus grande que 1 pour $\alpha = 1,5$ et égale à 0,45 pour $\alpha = 3$. Ces résultats confirment ceux de Hilberry qualitativement et le spectre d'énergie primaire est compris entre $E^{-2,5}$ et E^{-3} (1).

Importance des électrons de grande gerbe. — Les graphiques de la figure 14 montrent qu'un compteur isolé est beaucoup plus sensible aux grandes gerbes peu fournies qu'un système de 2 compteurs, il enregistre surtout des électrons de grandes gerbes trop peu denses pour être décelées

(1) Ce résultat n'a de sens qu'autant que la théorie des cascades n'est pas trop grossièrement approchée.

en coïncidences doubles. Il en résulte qu'on ne peut calculer la part des grandes gerbes dans le rayonnement électronique total en tenant compte seulement des grandes gerbes enregistrées en coïncidences doubles. On attribue ordinairement aux électrons de désintégration et aux électrons de choc des mésons la quasi-totalité des électrons présents au niveau de la mer. En fait la part des électrons appartenant à des grandes gerbes doit être recalculée en tenant compte des gerbes très peu fournies.

L'altitude et la densité :

Si l'on prend diverses valeurs de α ou de φ_0 , un résultat reste constant : la densité générale des grandes gerbes enregistrées devrait plutôt augmenter lorsqu'on descend dans l'atmosphère. Par exemple si $\alpha = 2,7$; $\varphi_0 = 10$ le rapport des triples aux doubles devrait être 0,51 au Pic du Midi et 0,53 au niveau de la mer. Le pourcentage des gerbes de densité plus grande que 1 devrait être de 43 o/o au Pic du Midi et de 46 o/o au niveau de la mer. Le poids spécifique des gerbes très denses devrait croître lorsqu'on descend parce qu'elles sont moins absorbées que les gerbes en fin de parcours. Or, la densité est expérimentalement moitié au niveau de la mer. Le désaccord est grand entre la théorie des cascades et l'expérience ⁽¹⁾.

Discussion et conclusion. — Les prévisions théoriques de la théorie des cascades sont-elles vérifiées par l'expérience ? La réponse est différente suivant le domaine d'énergie considéré.

Les électrons et les photons d'énergie faible ou moyenne sont presque seuls en jeu lorsqu'on étudie la densité, le début de la courbe d'absorption dans le plomb, l'effet de coque. Arley a montré que l'absorption s'interprète bien par

(1) Le désaccord n'est obligatoire que si le spectre d'énergie des particules primaires reste continu aux énergies très élevées (10^{15} à 10^{17} ev.).

la théorie des cascades jusqu'à 5 cm. de plomb. Nous avons vu que la densité et l'effet de coque sont en bon accord général avec la théorie des cascades. L'expérience montrera bientôt si l'extension des gerbes peut être expliquée par la dispersion angulaire des photons. Dans l'ensemble de ce domaine d'énergie, la théorie des cascades semble en accord avec l'expérience. Peut-être faudra-t-il cependant tenir compte d'une absorption supplémentaire des photons par effet photonucléaire ?

Lorsqu'il s'agit de la propagation des gerbes sur une grande distance et en général du rayonnement de grande énergie ou de grande pénétration inclus dans ces gerbes la théorie des cascades se heurte à des contradictions croissantes :

Hilberry vient de montrer que la théorie ne peut expliquer le grand nombre de gerbes subsistant au niveau de la mer. Le cliché n° 6 de la planche 3 illustre d'une façon éclatante cette pénétration anormale des grandes gerbes dans l'atmosphère. On y voit 7 ou 8 trajectoires parallèles et de grande pénétration puisqu'elles doivent déclancher à droite de la chambre des compteurs protégés par 5 à 15 cm. de plomb. La grande gerbe dont elles font partie est inclinée à quelques degrés sur l'horizontale ; elle a traversé l'atmosphère sous l'incidence rasante, c'est-à-dire une épaisseur d'air égale à 10 fois l'épaisseur normale verticale. Pour être capable d'un tel effet un électron primaire devrait avoir une énergie absolument déraisonnable de l'ordre de 10^{30} ev.

En deuxième lieu la décroissance de la densité des gerbes aux basses altitudes est incompréhensible dans la théorie des cascades.

En troisième lieu la valeur du coefficient barométrique sur les grandes extensions est anormale et incompatible avec l'hypothèse d'une absorption massique, conséquence obligatoire de la théorie des cascades.

En quatrième lieu un compteur logé sous 15 à 20 cm de

plomb compte encore quelques grandes gerbes. Le résidu ultrapénétrant des grandes gerbes est très lentement absorbable et son existence est incompatible avec la théorie.

Grandes gerbes, méson, proton. — La plupart de ces objections se réduisent à une seule : les électrons dissipent trop rapidement leur énergie par radiation pour pouvoir pénétrer dans l'atmosphère ou dans le plomb aussi profondément que le montre l'observation.

Or, on sait que le rayonnement cosmique comprend un grand nombre de corpuscules d'une nature nouvelle : les mésons dont la masse a été maintes fois évaluée ($= 240$ fois la masse de l'électron) ⁽¹⁾ et dont la désintégration radioactive en $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec. vient d'être définitivement établie ⁽²⁾. La pénétration des grandes gerbes ne doit-elle pas être attribuée aux mésons dont on connaît l'énorme pouvoir pénétrant ?

La recherche des particules pénétrantes dans les grandes gerbes a été faite par Paul Ehrenfest puis par l'auteur, toujours sans succès ; ils n'ont jamais mis en évidence que des pinceaux électroniques de grande énergie. Pourtant tout récemment deux beaux clichés de Herzog et Bostick et de Powell ont fourni la preuve de la création de mésons par paires. Il n'y a pas d'obstacle théorique à supposer qu'à des énergies suffisantes les mésons rayonnent comme les électrons et soient gerbigènes.

Tout récemment les chercheurs américains semblent avoir prouvé que le rayonnement primaire est composé de protons. Le schéma suivant a donc été proposé par Hilberry :

Le proton primaire de très grande énergie rayonne des photons ; ceux-ci se matérialisent suivant leur énergie en électrons, en mésons ou en protons plus lents. L'énergie des protons se dégrade jusqu'à ce qu'ils tombent au-dessous de leur énergie critique, qui doit être très élevée ; ils continue-

(1) D'après l'évaluation la plus précise de L. Leprince-Ringuet.

(2) AUGER, MAZE, CHAMINADE, *C. R.*, **213** (1941), 381.

raient alors à se propager isolément sans rayonner jusqu'à ce que l'ionisation les arrête. Le même processus serait également valable pour les mésons dans un domaine d'énergie moins élevée. Une grande gerbe serait donc composée d'électrons et de photons de cascades, de mésons isolés au-dessous de leur énergie critique et de mésons gerbigènes de grande énergie outre quelques protons encore plus rares ⁽¹⁾.

Les mésons constitueraient la fraction ultrapénétrente des grandes gerbes ; les mésons moins gerbigènes que les électrons prolongeraient les gerbes jusqu'à de grandes profondeurs, mais ces gerbes seraient appauvries et moins denses.

Cette interprétation ne fait en somme qu'élargir la théorie des cascades à d'autres corpuscules. Elle ne semble pas rendre compte de deux faits expérimentaux.

Premièrement la vie des mésons ($1,2 \cdot 10^{-6}$ sec.) est assez longue pour qu'ils ne se désintègrent qu'à de faibles vitesses (au-dessous de 10^{+8} ev.) pour la plupart. Leur parcours en tant que particules isolées, non gerbigènes devrait être aussi long dans les grandes gerbes qu'il l'est dans le rayonnement cosmique global. On devrait donc en trouver dispersés dans la gerbe, or aucune particule pénétrante isolée n'a été observée à la chambre de Wilson ; d'autre part toutes les parties pénétrantes de grandes gerbes observées jusqu'ici sont entourées d'une densité électronique élevée. Les particules pénétrantes simultanées observées par Wataghin et par l'auteur, mises en évidence dans les expériences décrites au chapitre IV et notamment par le cliché mentionné plus haut, sont toujours fortement groupées.

Deuxièmement les enregistrements de très grandes gerbes semblent plus sensibles à l'interposition d'une masse d'air (effet barométrique) qu'à un déplacement vertical équivalent

(1) D'après les résultats les plus récents, la création des mésons par une sorte d'explosion est considérée comme plus fréquente que leur création par paires.

dans l'atmosphère (effet d'altitude). Ce paradoxe semble inexplicable si l'on n'admet pas que le développement de la gerbe ne dépend pas seulement de l'épaisseur de matière traversée, mais aussi de la distance (par un effet analogue à l'absorption anormale des mésons dans l'atmosphère). Tout se passe un peu comme si les cascades électroniques étaient renouvelées par un processus dont la fréquence ne dépendrait pas seulement de la matière traversée mais aussi du chemin parcouru. La désintégration radioactive du méson peut-elle être une telle source d'électrons rapides? Cette désintégration se produit bien avec une probabilité proportionnelle au trajet parcouru. Mais la plupart des mésons se désintègrent lorsqu'ils n'ont plus qu'une énergie si faible ($\sim 10^8$ ev.) que leur électron de désintégration est en général un électron lent, incapable de multiplication, incapable par conséquent de constituer une source de cascades électroniques.

C'est dans ces difficultés qu'il faut trouver les motifs probables pour lesquels Oppenheimer et Christy ont tout récemment rejeté le schéma des cascades complexes exposé ci-dessus et proposé la participation aux grandes gerbes de mésons à vie courte (10^{-8} sec.) prévus par la théorie des forces nucléaires de Yukawa, se désintégrant alors qu'ils ont encore une grande énergie.

Bien entendu l'hypothèse suivant laquelle les électrons n'obéiraient plus à la théorie des cascades au-dessus d'une certaine énergie reste toujours possible bien qu'elle apparaisse aujourd'hui insuffisante à la plupart des chercheurs.

CHAPITRE IV

Rayons associés aux corpuscules pénétrants.

Nous avons pris au Jungfraujoch des clichés Wilson de parties pénétrantes de grandes gerbes afin d'y rechercher la présence des mésons ; nous avons pris également des clichés de gerbes pénétrantes de petite base.

Nous avons repris cette étude au niveau de la mer avec les compteurs. Les gerbes pénétrantes de l'air sont associées en partie aux grandes gerbes. La plus grande partie est constituée par des électrons de choc accompagnant les mésons.

Enfin toute une série d'expériences progressives ont porté sur les coïncidences entre compteurs protégés et séparés par du plomb et nous ont conduit à l'hypothèse d'une projection explosive de particules pénétrantes.

Cascades électroniques de grande énergie. — Ni Paul Ehrenfest ni moi-même n'avons réussi à caractériser des mésons dans les grandes gerbes : au Jungfraujoch nous n'avons décelé aucune trajectoire traversant une plaque de plomb de 1 cm. 5 sans produire de gerbes. Il est possible qu'une recherche faite au niveau de la mer ait plus de succès à cause de la moindre densité électronique des gerbes.

Ces expériences faites à 3 500 m. d'altitude conduisent à attribuer aux électrons et aux photons de grande énergie la majeure partie du pouvoir pénétrant des grandes gerbes. J'ai donc étudié à la même station les électrons et photons de grande énergie : la chambre portant une plaque

mitoyenne de 1 cm. 5 de plomb était commandée par 3 compteurs situés au-dessous. Les deux premiers étaient nus et placés côte à côte; le troisième était au-dessous et protégé par 5 ou 8 cm. de plomb. Ces compteurs enregistrent les gerbes produites dans l'air ou dans la plaque de plomb et comprenant un corpuscule d'énergie suffisante pour atteindre le compteur protégé. Il a été pris dans ces conditions une centaine de clichés (fig. 15).

Un grand nombre de ces clichés comprennent au-dessus de la plaque de plomb des trajectoires parallèles qui appartiennent à des grandes gerbes de l'air (voir clichés 3, 4 et 5, planche II et III). Ainsi donc un grand nombre des électrons et photons de grande énergie sont associés à des grandes gerbes. Dans la plaque de plomb se produisent des gerbes denses puisqu'elles pénètrent 5 à 8 cm. de plomb sous la chambre. Sur ces gerbes 14 sont dues à des électrons et 16 probablement à des photons, outre un grand nombre dont l'origine ne peut être affirmée. Ces électrons et ces photons ont presque tous une énergie supérieure à l'énergie critique dans l'air. La théorie prévoit donc un nombre d'électrons voisin du nombre de photons; c'est bien ce qui a été observé ⁽¹⁾.

Enfin le nombre de rayons dans les gerbes issues de la plaque de plomb peut être calculé théoriquement et comparé à l'expérience. Les électrons ou les photons dont les effets secondaires pénètrent $5 + 1,5 = 6,5$ ou $8 + 1,5 = 9$ cm. 5 de plomb n'ont pas une énergie déterminée. Electrons et photons d'énergie donnée ont une probabilité de pénétration. La fréquence avec laquelle le système de compteurs sera



Fig. 15.
Montage de la chambre pour l'étude des gerbes de grande pénétration.

(1) Résultat déjà trouvé autrefois par Auger et Ehrenfert.

actionné par une particule primaire d'énergie y , $y + dy$ est égale à la fréquence absolue de ces particules (spectre d'énergie incident) multipliée par la probabilité de pénétration $p(y)$. Ce produit représentera donc la répartition en énergie des corpuscules primaires responsables des gerbes pénétrantes. Comme les énergies primaires sont supérieures à E_c , j'ai simplement admis un spectre de puissance en $E^{-\alpha}$. La probabilité de pénétration a été prise d'après les plus récentes tables de Arley établies pour les photons. J'ai donc construit point par point le spectre d'énergie des corpuscules incidents. Mais à chaque énergie incidente correspond un certain nombre de secondaires après la traversée de 1 cm. 5 de plomb. On peut donc transformer la répartition en énergie des corpuscules primaires en une répartition d'après le nombre des rayons produits dans la plaque. Le tableau ci-dessous donne les répartitions théoriques attendues avec un spectre en $E^{-2,5}$, et avec un spectre en E^{-2} .

I. Compteur protégé par 5 cm. de plomb :

Energie primaire . . .	10^7	$10^7 e^2$	$10^7 e^4$	$10^7 e^6$	$10^7 e^8$
Nombre de rayons sous la plaque de plomb .		2	8	20	40
Répartition théorique E^{-2}	1,5 0/0	37 0/0	51 0/0	10 0/0	
Répartition théorique $E^{-2,5}$	6,5 0/0	56 0/0	36 0/0	1,5 0/0	
Répartition expérimentale	0/8	5/8	3/8	0/8	

II. Compteur protégé par 8 cm. de plomb :

Répartition théorique E^{-2}	0 0/0	7 0/0	43 0/0	46 0/0	4 0/0
Répartition théorique $E^{-2,5}$	1 0/0	20 0/0	53 0/0	25 0/0	1 0/0
Répartition expérimentale	0/10	2/10	6/10	2/10	0/10

Certes le nombre de gerbes observées est insuffisant. D'autre part nous n'avons pas tenu compte des fluctuations dans le nombre des rayons de gerbe. Cependant non seulement le nombre de rayons est maintenant de l'ordre de grandeur prévu par la théorie mais encore la répartition des gerbes d'après le nombre de leurs rayons est en excellent accord avec la théorie et avec un spectre d'énergie au-dessus de l'énergie critique en $E^{-2.5}$. Montgomery a établi la validité de la théorie des cascades jusqu'à $3 \cdot 10^8$ ev. Ces statistiques semblent encourager à l'extrapoler jusque vers 10^9 à 10^{10} ev.

Gerbes pénétrantes au niveau de la mer. — J'ai repris le même montage au niveau de la mer. La figure 16 représente ce montage. Le compteur protégé, double, cd , sélectionne le rayonnement pénétrant. Les 2 compteurs supérieurs a et b en coïncidences sélectionnent les gerbes de l'air. La distance

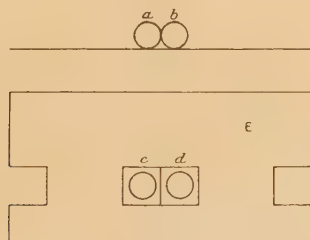


Fig. 16. — Montage des compteurs pour l'étude des gerbes locales pénétrantes.

E écran de plomb.

entre a et b est variable. Un quatrième compteur double situé à 3 m. était branché sur un deuxième sélecteur qui enregistrait ainsi les coïncidences quadruples, c'est-à-dire les gerbes pénétrantes locales a, b, cd associées aux grandes gerbes. Il a été fait 4 séries principales de mesures pour des épaisseurs variables de l'écran de plomb situé entre ab et cd .

Série I. — Les compteurs ab sont à 20 cm. l'un de l'autre dans un plan horizontal situé à 15 cm. au-dessus de cd .

Epaisseur de l'écran.		0	5	7,5	10	15 cm. de plomb
Triples a, b, cd .	Nombre de chocs.	592	1 043	280	277	480 *
	Durée en heures.	30	170	69,30	403	370
	Nombre d'observations.	I	IX	IV	VI	XVIII
	Dispersion.		1,6			0,8
	Moyenne horaire.	19,7 $\pm$ 1	6,14 $\pm$ 0,25	4,03 $\pm$ 0,25	2,68 $\pm$ 0,3.	1,3 $\pm$ 0,05
Quadruples grandes gerbes.	Nombre de chocs.	37/592	120/941	17/143	23/277	26/314
	Pourcentage.	6,3 0/0	12,6 0/0	11,9 0/0	8,3 0/0	8,3 0/0
	Moyenne horaire.	1,2 $\pm$ 0,2	0,79 $\pm$ 0,07	0,45 $\pm$ 0,1	0,22 $\pm$ 0,05	0,415 $\pm$ 0,025

* Les mesures à 15 cm. d'écran ont été faites pour une distance de 20 cm. entre les plans ab et cd .

Séries II et III. — Les compteurs a et b sont écartés de 20 cm. dans un plan horizontal situé à 25 cm. au-dessus de cd .

Epaisseur de l'écran.		0	5	10	15	20 cm. de plomb
Triples a, b, cd .	Nombre de chocs.	46	56	70	89	156
	Durée en heures.	8	15	46	98	163,30
	Moyenne horaire.	5,6 $\pm$ 0,8	3,7 $\pm$ 0,5	1,52 $\pm$ 0,18	0,91 $\pm$ 0,1	0,95 $\pm$ 0,07
Quadruples grandes gerbes.	Nombre de chocs.	9/46	9/56	13/70	7/67	12/97
	Pourcentage.	20 0/0	16 0/0	19 0/0	10 0/0	12 0/0
	Moyenne horaire.	1,4 $\pm$ 0,03	0,6 $\pm$ 0,2	0,28 $\pm$ 0,08	0,092 $\pm$ 0,04	0,12 $\pm$ 0,04

Série III	Épaisseur de l'écran.	0	5	10	15	20 cm. de plomb
Triples a, b, cd.	Nombre de chocs.	169	182	128	136	112
	Durée en heures.	30,25	66,30	109,15	119,30	123,25
	Moyenne horaire.	$5,5 \pm 0,4$	$2,74 \pm 0,2$	$1,24 \pm 0,11$	$1,13 \pm 0,1$	$0,91 \pm 0,9$
Quadruples grandes gerbes.	Nombre de chocs.	37/169	35/134	16/102	19/136	10/112
	Pourcentage	22 0/0	26 0/0	16 0/0	14 0/0	9 0/0
	Moyenne horaire.	$1,2 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$	$0,19 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,03$
Total II + III	Épaisseur de l'écran.	0	5	10	15	20 cm. de plomb
Triples	Moyenne horaire.	$5,55 \pm 0,4$	$2,92 \pm 0,2$	$1,35 \pm 0,1$	$1,03 \pm 0,05$	$0,935 \pm 0,05$
	Nombre d'observations.	III	VII	VI	XIV	XVII
	Dispersion.		0,8	0,9	0,6	0,67
Quadruples grandes gerbes.	Pourcentage	21 0/0	23 0/0	17 0/0	13 0/0	10,5 0/0
	Moyenne horaire.	$1,2 \pm 0,2$	$0,68 \pm 0,1$	$0,22 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,03$	$0,1 \pm 0,03$

Série IV. — Même disposition mais les compteurs *ab* sont accolés (distance axe à axe : 5 cm.).

	Épaisseur de l'écran.	0	5	10	15	20 cm. de plomb
Triples a, b, cd.	Nombre de chocs.	156	103	93	99	96
	Nombre d'observations.	II	III	III	IX	VII
	Dispersion.		0,4	0,1	0,4	0,4
	Moyenne horaire.	$12,2 \pm 1$	$4,7 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,15$
Quadruples grandes gerbes.	Nombre de chocs.	11/156	10/103	13/93	1/69	2/96
	Pourcentage	7 0/0	10 0/0	14 0/0		
	Moyenne horaire.	$0,9 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,15$	$0,4 \pm 0,15$		

Les courbes d'absorption sont tracées sur la figure 17. L'échelle des ordonnées est une échelle logarithmique (logarithme népérien de la moyenne horaire du nombre de coïncidences) qui permet de lire mieux les coefficients d'absorption.

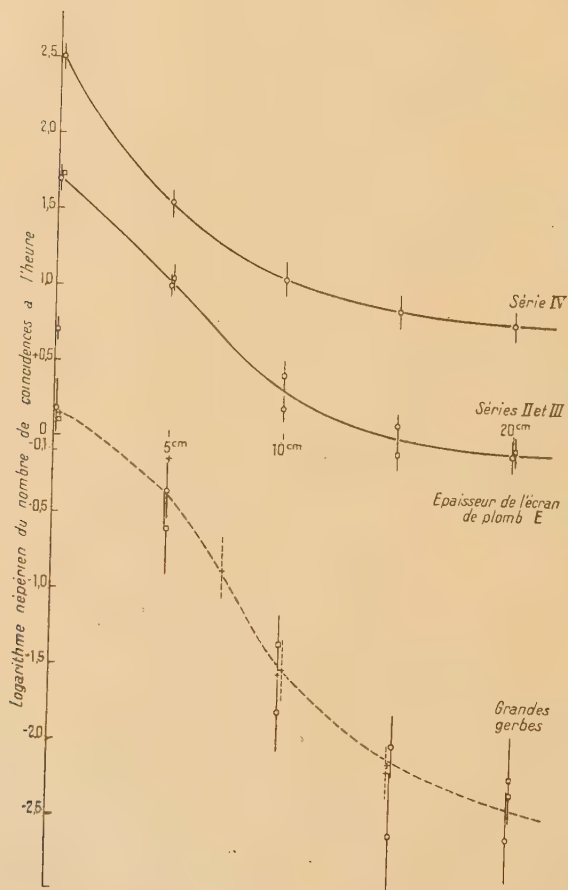


Fig. 17. — Absorption du rayonnement pénétrant accompagné dans l'air. — En abscisses l'épaisseur d'écran de plomb.

De haut en bas : base 5 cm. d'envergure ;
base 20 cm. d'envergure ;
base 3 m. d'envergure.

Deux genres de gerbes de l'air pénétrantes. — Les coïncidences quadruples forment une partie notable des coïncidences triples. Comme en altitude les gerbes pénétrantes de l'air font souvent partie de grandes gerbes. Cependant il y a un autre effet : alors que les coïncidences quadruples sont très peu sensibles à la géométrie des compteurs a, b, cd les coïncidences triples y sont très sensibles, de plus leur absorption est bien moins rapide que celle des quadruples.

Deux composantes constituent les gerbes pénétrantes de l'air.

L'accompagnement du méson. — Plus la base des gerbes est petite plus la courbe d'absorption diffère de celle des grandes gerbes : choisissons donc la courbe établie pour les compteurs ab accolés pour étudier ces gerbes locales. Nous constatons que l'absorption du rayonnement pénétrant devient très lente à partir de 10 à 15 cm. de plomb surtout si nous déduisons la part des grandes gerbes. La particule pénétrante est probablement unique puisque si l'on fait varier la distance des plans ab et cd , le nombre de coïncidences varie en gros comme l'angle solide utile sous lequel le compteur inférieur est vu de l'autre. La densité dans l'air est faible puisque la sensibilité est très grande vis-à-vis de la disposition géométrique. Tous ces caractères s'accordent bien avec l'hypothèse suivant laquelle il s'agit de mésons accompagnés d'électrons. Depuis longtemps Bahba a proposé théoriquement l'existence d'une sorte d'effet photoélectrique par lequel le méson communique une certaine vitesse à un électron de choc. Cet accompagnement du méson a été étudié dans le plomb, très rarement dans l'air. Bernardini a évalué le nombre de ces électrons de choc par mesure directe à 20 o/o du nombre total des électrons au niveau de la mer. Comme les électrons sont trois fois moins nombreux que les mésons, les mésons accompagnés d'électrons de choc forment 7 o/o du nombre des mésons. L'évaluation que j'ai faite d'après les résultats précédents conduit au même ordre

de grandeur. Les électrons de choc des mésons dans l'air sont un phénomène rare, ils ont probablement presque toujours une énergie très faible et ne forment pas de gerbes denses.

Les parties pénétrantes de grandes gerbes. — Les coïncidences quadruples ne représentent qu'une fraction des grandes gerbes qui frappent le sélecteur pénétrant a , b , cd , parce que le compteur éloigné n'est pas toujours déclenché. Le rendement du compteur éloigné doit varier de 35 o/o environ à 50 ou 70 o/o pour les grandes gerbes de très grande énergie. Il en résulte que dans le montage local des séries II et III qui défavorise le plus les faibles densités, les coïncidences triples attribuables à des grandes gerbes constituent un pourcentage très élevé allant de 50 à 20 o/o.

Le rôle des grandes gerbes parmi les gerbes locales de l'air est naturellement bien plus grand que leur rôle dans la production de gerbes sous une voûte de plomb (évaluée par P. Auger à quelques o/o) parce que la plupart des gerbes produites sous plomb sont dues à des électrons isolés ou à des électrons de choc de mésons.

Pourquoi la géométrie des compteurs a , b , cd est-elle sans influence sur la fréquence des grandes gerbes enregistrées ? On le comprend immédiatement puisque le rayonnement de grande énergie est entouré d'une condensation qui sature les compteurs quelle que soit leur position. On peut donc ajouter les résultats obtenus pour les quatre séries et établir le tableau d'absorption suivant :

Épaisseur de l'écran . .	0 cm.	5	7,5	10	15	20 cm. de plomb
Moyenne ho- raire. . .	$1,15 \pm 0,1$	$0,73 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,1$	$0,22 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$

Pourquoi l'absorption est-elle si petite entre 0 et 5 cm. de plomb ? Cela se comprend si l'on pense que le dispositif des 3 compteurs a , b , cd sélectionne sans plomb les condensa-

tions dans les grandes gerbes. D'après les calculs du chapitre III ces 3 compteurs sont touchés par une condensation dans plus de la moitié des cas. Comme les rayons d'énergie supérieure à l'énergie critique, capables de traverser 5 cm. de plomb sont concentrés dans les condensations, il est compréhensible que l'absorption soit faible entre 0 et 5 cm. de plomb.

Analyse du rayonnement. Electrons rapides. — Ces courbes d'absorption permettent une analyse sommaire de la composition des gerbes de l'air que m'a suggérée P. Auger. Jusqu'à 5 cm. de plomb sont absorbés les électrons au-dessous de l'énergie critique dans l'air. Entre 5 et 15 cm. de plomb sont absorbés les électrons et photons de grande énergie. Enfin au delà de 15 cm. de plomb, il ne peut rester que des mésons ou en tout cas des particules dures. Le tableau suivant donne donc le nombre de coïncidences horaires attribuables à ces trois sortes de particules dans les gerbes de l'air :

Base	Gerbes ne comprenant que des électrons lents	Gerbes comprenant des électrons rapides	Gerbes comprenant des corpuscules pénétrants
5 cm.	7,5 $\pm$ 1,5	2,30 $\pm$ 0,6	2,3
20 cm.	2,6 $\pm$ 0,6	1,9 $\pm$ 0,2	1,0
3 m.	0,42 $\pm$ 0,16	0,61 $\pm$ 0,08	0,1

L'enregistrement des gerbes comprenant des électrons lents ou des corpuscules pénétrants est très sensible à l'extension du système de compteurs. Il s'agit de gerbes peu denses associées aux grandes gerbes dans 5 o/o des cas environ. Au contraire les gerbes comprenant des électrons ou des photons de grande énergie sont associées très fortement aux grandes gerbes, puisque les coïncidences à 3 m. constituent 27 o/o des coïncidences sur 5 cm. Les électrons d'énergie supérieure à l'énergie critique sont, même au niveau de la mer, le plus souvent associés à des grandes gerbes.

L'absorption de ces électrons rapides de grande gerbe suit-elle l'absorption théorique ? On peut montrer qualitativement qu'elle n'est pas assez rapide. Rossi, Janossy et Arley ont montré que l'absorption des électrons et des photons est en accord avec les prévisions théoriques entre 0 et 5 cm. de plomb. Cependant déjà vers 5 cm. de plomb l'absorption expérimentale est un peu plus faible que l'absorption théorique. Les derniers calculs d'Arley prévoient que de 3 cm. à 5 cm. de plomb les $\frac{2}{3}$ du rayonnement restant sont absorbés. Or nous voyons sur la courbe d'absorption des grandes gerbes que l'absorption de 5 cm. à 7 cm. 5 de plomb n'est que de 50 o/o. Théoriquement l'absorption devrait s'accroître vers 5 cm. de plomb puisque le spectre d'énergie est de plus en plus décroissant au voisinage de l'énergie critique. Trois corrections peuvent être faites à la théorie dans le sens d'une plus grande pénétration :

a) Les calculs d'Arley s'appuient sur ceux de Bahba et Heitler. Au chapitre premier nous avons vu que ces derniers ont fait des simplifications qui aboutissent à une dégradation trop rapide de l'énergie surtout aux grandes énergies.

b) On n'enregistre pas les électrons de grande énergie seuls mais en coïncidences avec un compteur éloigné dont le rendement n'est pas constant. Les faisceaux électroniques de très grande énergie doivent être entourés d'une densité plus élevée et être enregistrés avec une plus grande probabilité.

c) Les condensations sont assez denses pour que la probabilité de passage de plusieurs trajectoires à travers le même compteur ne soit pas négligeable. La probabilité de pénétration est proportionnelle au nombre de rayons. En outre les condensations les plus denses contiennent les électrons les plus rapides.

Le raccord entre les pénétrations expérimentales et théoriques est d'autant plus souhaitable que les prévisions théoriques pour les électrons rapides ont été confirmées à d'autres points de vue : Montgomery a prouvé l'accord entre la théorie

et l'expérience au sujet des pertes d'énergie jusqu'à quelques 10^8 ev. Heitler a montré que le spectre théorique en $E^{-2,5}$ est en accord avec la variation du rayonnement en altitude. Enfin nous venons de voir qu'il y a des indices pour que le nombre des rayons de gerbe soit en accord assez satisfaisant avec la théorie.

Le rayonnement de grandes gerbes persistant au delà de 15 cm. de plomb est nettement hétérogène. La pente de la courbe d'absorption diminue rapidement. Nous avons discuté à la fin du chapitre III la participation de corpuscules pénétrants aux grandes gerbes et montré toutes les raisons d'admettre qu'il existe des particules pénétrantes simultanées dont le cliché n° 6 déjà cité pourrait constituer un premier exemple.

Rayonnement pénétrant accompagné dans l'air et dans le plomb. — L'accompagnement dense des rayons pénétrants semble être caractéristique des pinceaux de grandes gerbes tandis que le méson est accompagné, rarement, d'électrons isolés.

J'ai donc songé à vérifier les conclusions précédentes en cherchant la proportion des gerbes pénétrantes qui sont également accompagnées dans le plomb.

Il m'a suffi pour cela de découpler les compteurs c et d et de brancher le compteur d sur le 2^e sélecteur S' à la place du compteur éloigné. Entre c et d une feuille de 2 mm. de plomb était destinée à servir de protection contre les inductions mutuelles. J'ai donc enregistré simultanément les coïncidences triples abc et les quadruples $abcd$.

Épaisseur de l'écran de plomb supérieur			
	0 cm.	5 cm.	15 cm.
Gerbes de l'air (triples) . .	41 en 4 h. 30 = 9,1	148/37 h. 35 = 4	81 en 76 h. = 1,07 ± 0 12
Coïncidences quadruples .	16,41 = 39 0/0	36/148 = 24 0/0	8/81 = 10 0/0

Le pourcentage des coïncidences quadruples diminue rapidement sous des écrans épais. Cette diminution traduit l'absorption plus rapide des condensations de grande gerbe tandis que les mésons peu absorbés ont une probabilité négligeable d'être accompagnés simultanément au-dessus et au-dessous du plomb. L'accord est même quantitatif avec les résultats précédents :

A 15 cm. d'écran nous avons 10 o/o de grandes gerbes, avec la même géométrie nous avons environ 5 o/o de coïncidences quadruples avec un compteur double éloigné dont le rendement doit être voisin de 50 o/o

A 5 cm. d'écran nous avons 24 o/o de grandes gerbes alors qu'avec la même géométrie nous avons 15 o/o de quadruples, soit 30 o/o de grandes gerbes. De plus j'ai mesuré les coïncidences quintuples de *abcd* avec un compteur éloigné double et j'ai trouvé 11 quintuples sur 84 triples, soit 13 o/o. Avec le même rendement du compteur éloigné nous trouvons 26 o/o de grandes gerbes.

Coïncidences entre compteurs rapprochés sous plomb. — J'ai alors cherché à étudier les chocs simultanés entre compteurs protégés par du plomb. J'ai disposé entre *c* et *d* (fig. 18) une cloison de 2 cm. de plomb. J'ai branché les compteurs superficiels *ab* en parallèles et j'ai observé les coïncidences triples entre *ab*, *c* et *d*.

J'ai tout d'abord étudié l'association de ces chocs simultanés avec des grandes gerbes pour un écran supérieur de 5 et de 15 cm. de plomb. 182 coïncidences triples sous 5 cm. de plomb étaient accompagnées 20 fois d'un choc sur un compteur double éloigné, soit 11 o/o de quadruples grandes gerbes. Sous 15 cm. de plomb j'ai observé seulement 1 quadruple sur 47 triples. Par conséquent les condensations pénétrantes de grandes gerbes actionnent les compteurs logés dans le plomb avec une fréquence rapidement décroissante sous les écrans épais. Sous 5 cm. de plomb leur rôle est notable.

J'ai désiré voir s'il était possible de mettre en évidence la création de particules pénétrantes dans les gerbes. J'ai donc disposé au-dessus du montage précédent une voûte V d'épais-

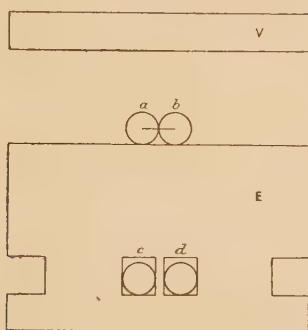


Fig. 18. — Chocs simultanés entre compteurs rapprochés sous plomb.

seur variable et cela d'abord à 30 cm. ensuite à 60 cm. au-dessus de *ab*. Dans une première série de mesures l'écran entre *ab* et *cd* était épais de 15 cm. Dans une deuxième de 10 seulement.

Série I	Epaisseur de la voûte . . .	0	1 cm.	2 cm.	5 cm.	10 cm. de plomb
	Nombre de coïncidences. . .	189	45	136	126	39
	Durée en heures. . .	146	34	88	86	32
	Nombre d'observations . . .	XV	II	IX	VII	II
	Dispersion . . .	0,25		1	1	
	Moyenne horaire. . .	$1,30 \pm 0,06$	$1,33 \pm 0,2$	$1,55 \pm 0,15$	$1,47 \pm 0,15$	$1,28 \pm 0,2$

Sous une voûte de 10 cm. d'aluminium la fréquence était $1,2 \pm 0,2$; sous 20 cm. de carbone $1,4 \pm 0,2$.

Série II	Epaisseur de la voûte . . .	0	2	3,5	5 cm. de plomb
	Nombre de coïncidences. . .	168	188	186	75
	Durée en heures. . .	92	90	97,25	47,20
	Nombre d'observations . . .	VIII	XII	VII	III
	Dispersion . . .	0,3	0,3	0,7	
	Moyenne . . .	$1,83 \pm 0,1$	$2,08 \pm 0,1$	$1,91 \pm 0,15$	$1,55 \pm 0,2$

Les courbes de la figure 19 illustrent ces résultats.

Sur les courbes la voûte a un effet, maximum vers 2 cm. d'épaisseur, épaisseur classique pour l'effet Rossi : dans la voûte des électrons se multiplient en gerbes qui accroissent la densité des rayons sur le plan *ab* et augmentent ainsi le rendement géométrique de ce compteur.

Nouvelle preuve de la participation des cascades électroniques.

Les épaisseurs d'aluminium et de carbone sont trop faibles dans la théorie des cascades pour produire un effet de multi-

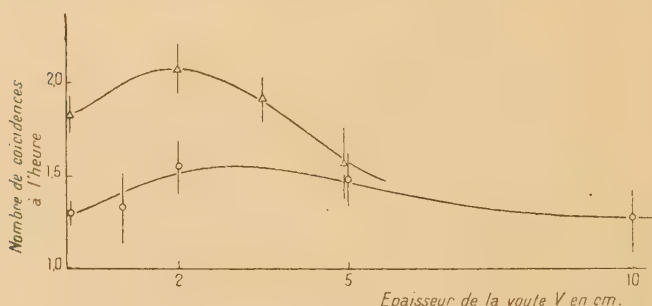


Fig. 19. — Effet d'une voûte sur le nombre de coïncidences entre compteurs rapprochés sous plomb.

plication. Le résidu insensible à la voûte au delà de 5 cm. de plomb doit probablement être rapporté toujours à un effet secondaire des mésons.

Bothe et Schmeiser pensent avoir mis en évidence une autre sorte de gerbes, dites étroites auxquelles serait associé un maximum secondaire dans la courbe de Rossi vers des épaisseurs de voûte de 10 à 15 cm. de plomb. Ces gerbes seraient constituées de particules pénétrantes. La disposition géométrique ci-dessus est très favorable aux petits angles puisque les 2 compteurs *c* et *d* sont vus de la voûte sous un angle moyen de $1/12$ de radian, l'angle minimum étant de $1/30$ de radian. Dans cette interprétation la voûte devrait

provoquer la création de telles gerbes dures touchant les compteurs protégés et augmenter ainsi le nombre de coïncidences. Entre 5 et 10 cm. de plomb on n'observe aucun accroissement mais une diminution. L'existence de ces gerbes étroites ne paraît d'ailleurs pas vraisemblable d'après la plupart des auteurs.

Conclusion générale. — L'étude systématique de l'accompagnement des rayons pénétrants tant dans l'air que dans le plomb oblige, sous quelque côté qu'on l'entreprenne, à admettre la coexistence de deux effets.

Les électrons de grande énergie sont constamment accompagnés par des électrons de cascade et font partie de grandes gerbes de l'air, dont ils constituent les condensations. Ils sont arrêtés par 15 cm. de plomb. Les mésons sont très pénétrants, très rarement accompagnés d'électrons peu nombreux. Mais ils sont en très grand nombre, ce qui rend sensible l'existence de leurs électrons de choc.

Chocs simultanés sous plomb. — Le rayonnement ultra-pénétrant des grandes gerbes reste inconnu. Le problème a soulevé un intérêt nouveau depuis les travaux de Wataghin, Souza Santos et Pompeia, qui avaient observé des coïncidences entre compteurs séparés par des épaisseurs considérables de plomb. Ils les ont attribuées à des particules pénétrantes simultanées faisant partie de grandes gerbes.

Si dans le montage précédent (fig. 18) on retire la cloison de 2 cm. de plomb entre *a* et *b* et si on la remplace par une cloison de 2 mm., on constate une augmentation considérable du nombre de coïncidences. Si celles-ci étaient dues à des particules pénétrantes simultanées, elles ne devraient être en rien affectées par la cloison. Les compteurs seraient-ils touchés par le rayonnement latéral d'une gerbe en cascade, rayonnement qui serait fortement absorbé par la cloison? D'après la suggestion récente de Bethe les photons seraient responsables de l'extension latérale des gerbes. Dans le

plomb le parcours moyen maximum des photons est celui des photons de 5.10^6 ev. qui est de 2 cm. Une limite supérieure du rayon des cascades dans le plomb serait donc 2 cm. Il se pourrait que les coïncidences observées avec une cloison de 2 cm. soient dues à des gerbes en cascade.

J'ai donc écarté davantage les compteurs de manière à pouvoir faire varier l'épaisseur de la cloison jusqu'à 10 cm. (fig. 20). Les coïncidences décroissent toujours rapidement lorsqu'on augmente cette épaisseur à 5 puis à 10 cm. de plomb. Elles semblent toujours dues à un effet local et non à des particules simultanées.

Toute une série d'expériences ont été conduites sur ce sujet et ont fait l'objet de plusieurs publications de M. P. Auger et de l'auteur. Bien que ces résultats soient assez importants s'il se confirme qu'ils ont mis en évidence un effet nouveau, leur étude sortirait du cadre de ce travail et je me bornerai à les résumer.

L'expérience a montré qu'un autre compteur logé dans le plomb était touché simultanément avec une fréquence élevée à peu près indépendante de sa position. Ces particules ont donc une densité générale élevée dans le plomb.

Si l'on rapproche les compteurs de la cloison maintenue constante, le nombre des coïncidences croît comme si le rayonnement divergeait à partir de la cloison.

En plaçant ces compteurs sous plomb à côté d'une chambre de Wilson, on obtient sur quelques clichés des condensations de grandes gerbes. Le cliché déjà cité (n° 6, planche III) est le plus caractéristique. Il ne comporte pas d'électrons très diffusés si fréquents dans la plupart des clichés de condensations. Cette grande gerbe nous l'avons vu, ne peut être une gerbe en cascades normale. Il est très tentant de considérer ces trajectoires groupées et parallèles comme un faisceau de particules pénétrantes simultanées, résidu d'une grande gerbe inclinée.

Mais ces pinceaux ou ces particules pénétrantes simulta-

nées ne sont présents que sur 5 o/o des clichés. D'ailleurs un compteur éloigné n'entre que très rarement en coïncidences avec le système des compteurs sous plomb. Sur quelques clichés Wilson on voit des trajectoires horizontales pouvant provenir du plomb latéral où étaient logés les compteurs. Le cliché n° 7, planche IV, montre une telle trajectoire de particule lourde et rapide. Sur quelques clichés plus rares deux trajectoires semblent diverger du plomb (cliché 8, planche IV).

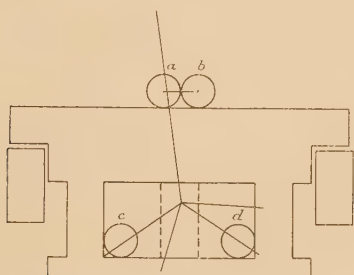


Fig. 20. — Chocs simultanés entre compteurs sous plomb.

La plupart de ces résultats s'interprètent bien si l'on admet l'existence de sortes d'explosions projetant des particules de toute espèce dans toutes les directions. On connaît, grâce à la plaque photographique, les explosions nucléaires provoquées par les rayons cosmiques,* dont les projectiles sont des particules lourdes d'après les beaux travaux de Blau, Wambacher et d'autres. Mais la plaque photographique est impuissante à déceler des particules plus légères que le proton. A la chambre de Wilson, Fussell a obtenu deux clichés dans lesquels on voit diverger d'un point plusieurs trajectoires pénétrantes. A la suite du travail résumé ici, il semble possible que l'on soit conduit à attribuer les coïncidences entre compteurs logés dans le plomb à la projection explosive de particules au sein même du plomb.

Malgré sa nouveauté, cette hypothèse présente un avantage au point de vue énergétique. Les particules pénétrantes simultanées qui, d'après Wataghin, rendraient compte de ces coïncidences, devraient être au moins aussi fréquentes que les condensations pénétrantes de grandes gerbes avec lesquelles on est amené à les associer. Il est peu probable que toutes les condensations de grande gerbe comportent une telle densité de particules pénétrantes. D'ailleurs la faible association du phénomène avec les grandes gerbes exclut cette interprétation, comme interprétation unique. Mais surtout il faut supposer une densité très élevée de particules pénétrantes mettant en jeu une énergie globale considérable. Un effet local tel qu'une sorte d'explosion n'a pas besoin de mettre en jeu une telle quantité d'énergie pour expliquer les coïncidences observées.

CONCLUSION

Beaucoup des études exposées ici devraient être poursuivies et précisées ; plusieurs nouvelles expériences ont été proposées. Beaucoup de résultats devraient donc être confirmés.

Néanmoins je crois avoir montré que l'on peut calculer le spectre d'énergie des rayons de grande gerbe en supposant la théorie des cascades valable jusqu'aux environs de 10^{10} ev. sans avoir besoin de l'étendre aux énergies et aux pénétrations plus élevées. Ce spectre d'énergie est assez complet pour pouvoir être comparé avec l'expérience.

Je crois avoir montré l'intérêt que présente une analyse constante des statistiques expérimentales au point de vue pratique et théorique.

Les expériences nouvelles décrites ici, faites sur la densité et le rôle des photons dans les grandes gerbes, paraissent dans l'ensemble confirmer la théorie des cascades pour les

énergies faibles et moyennes. Leur faisant suite, des expériences du même type doivent permettre d'éclairer le problème de l'extension latérale des gerbes et celui des effets photonucléaires.

Les anomalies de l'effet barométrique des grandes gerbes ont été confirmées et précisées ; le caractère anormal de la variation de la densité avec l'altitude a été mis en évidence ; de nouveaux arguments ont été apportés appuyant les vues de Hilberry suivant lequel les grandes gerbes sont trop nombreuses au niveau de la mer. Cependant l'étude nouvelle et qui devrait être poursuivie du nombre de rayons dans les gerbes apporte de nouvelles confirmations à la théorie des cascades jusqu'aux environs de 10^{10} ev. Il serait très souhaitable que le problème de la pénétration des électrons de grande énergie soit examiné et que la théorie des cascades soit assez solidement assise pour fournir à son tour de nouvelles méthodes d'investigation et de mesure dans des domaines d'énergie où l'on ne possède aucun moyen assez puissant pour agir sur les phénomènes et les soumettre à la mesure.

Les contradictions citées plus haut entre la théorie et l'expérience ont été discutées en conclusion du chapitre III. Jusqu'ici il n'a pu être établi entre le méson, la nouvelle particule radioactive, demi-lourde, dont la connaissance fait de rapides progrès, et les grandes gerbes que des ponts, des rapports précaires et mal assurés. Pourtant la participation de corpuscules pénétrants dans les grandes gerbes paraît de plus en plus certaine. L'étude du coefficient barométrique fournit le premier indice d'une intervention du temps pur dans le développement des gerbes. Mais ces faits eux-mêmes ne s'accordent pas encore très bien avec les propriétés courantes du méson.

J'ai étudié les gerbes de l'air et leur association avec les grandes gerbes. Les électrons rapides sont en général associés à des grandes gerbes. Mais les gerbes de l'air à partie

ultrapénétrante mettent en évidence les effets d'accompagnement, rares, du méson.

Des multiplications d'un type nouveau semblent se produire dans les matériaux lourds. Les explosions nucléaires constatées dans les plaques photographiques peuvent peut-être projeter d'autres particules que les protons et les hélions qui y ont été mises en évidence. Quel qu'en soit d'ailleurs le mécanisme, la projection de corpuscules pénétrants de grande divergence paraît pouvoir seule expliquer les expériences conduites par l'auteur sous la direction de P. Auger ⁽¹⁾.

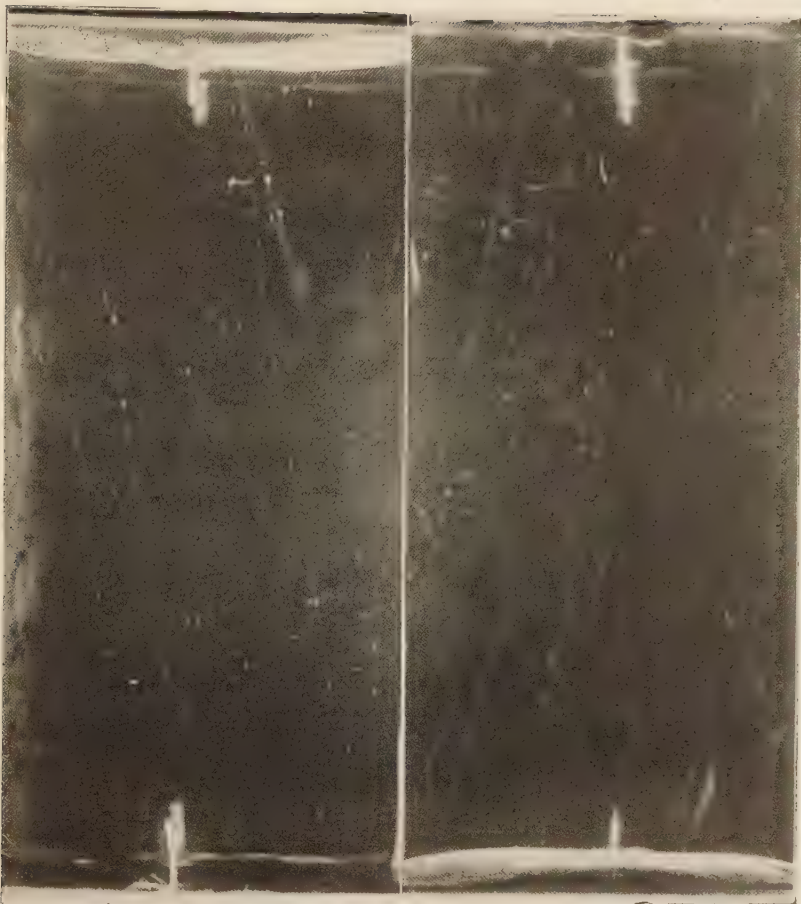
Je désire honorer en terminant la mémoire de notre cher Paul Ehrenfest, qui m'a initié au travail expérimental. Déjà connu à 23 ans par de nombreux travaux, il possédait une habileté étonnante et une intelligence extraordinairement rapide et critique; mais surtout son enthousiasme et son ardeur inlassable à la recherche de la vérité seront toujours présents à la mémoire de ceux qui l'ont connu. Que sa chère et vaillante mère en reçoive ici l'assurance.

Je remercie avant tout M. P. Auger pour l'appui si sûr qu'il accorde à ses collaborateurs et pour le bénéfice constant que j'ai retiré de ses conseils et de ses directives dictées par un sens physique si averti.

Je remercie également le professeur Jean Perrin qui m'a permis de travailler au laboratoire de Chimie physique. Mme Grivet, Chaminade, Fréon et Maze ont droit à toute ma gratitude pour le concours qu'ils m'ont amicalement accordé. Enfin la complaisance constante de tout le personnel du laboratoire m'a été très précieuse et je l'en remercie de bon cœur.

(1) Cette conclusion d'une note aux *C. R.*, parue en juin dernier (réf. 29) vient de recevoir une confirmation directe. WOLLAN et POWELL (*Phys. Rev.*, **60** (1941), 532 et 513) ont publié en septembre deux beaux clichés de gerbes explosives projetant des particules pénétrantes.

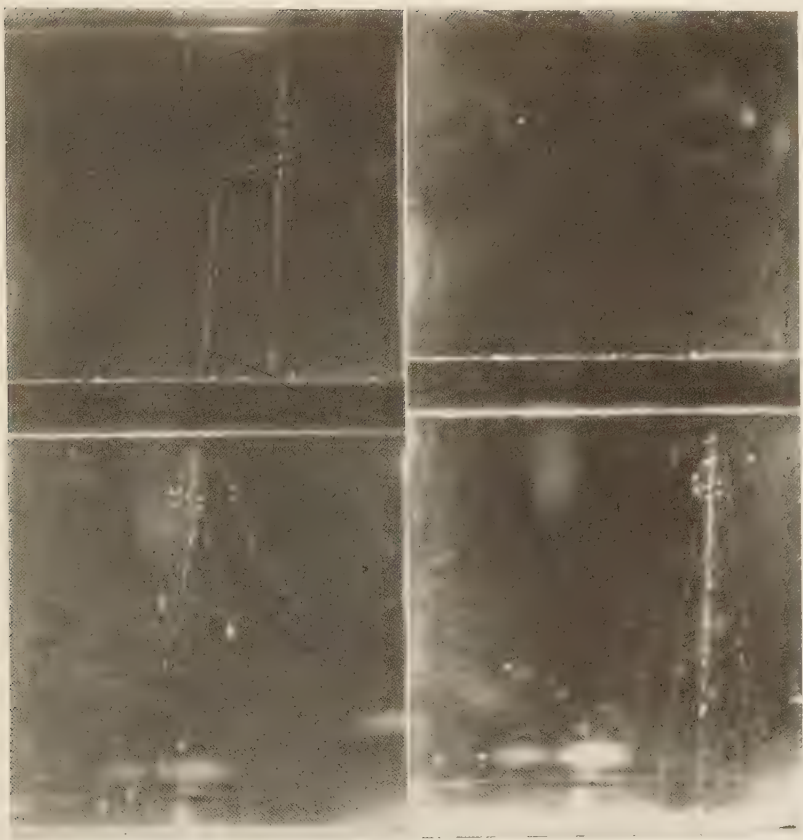
(Note sur épreuves).



Cliché 1

Cliché 2

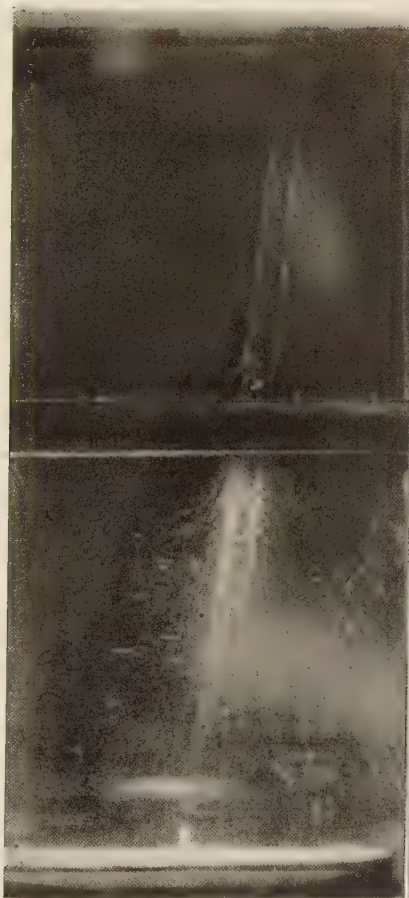
Condensations de trajectoires dans les grandes gerbes de l'air.
Niveau de la mer.



Cliché 3

Cliché 4

Gerbes de grande pénétration (fig. 15)
due à un électron due à un photon
Jungfraujoeh (3 400 m.).



Cliché 5

Gerbe de grande pénétration
(fig. 15).

Trajectoires primaires parallèles
appartenant à une grande gerbe.

Jungfraujoch (3 400 m.).

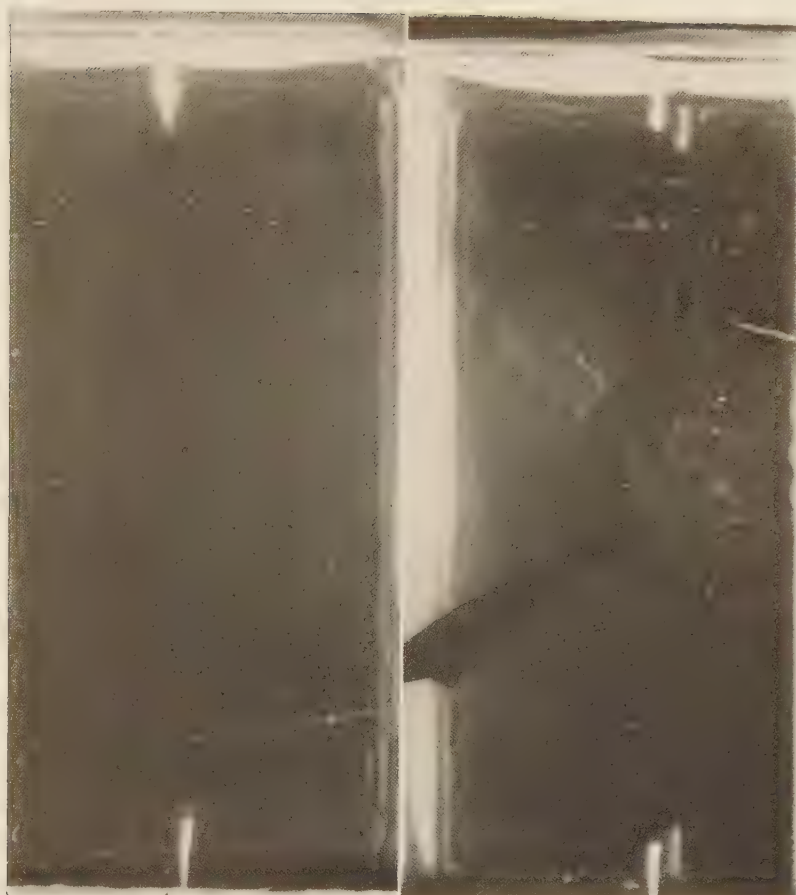


Cliché 6

Sélection de chocs simultanés
sous plomb. Les compteurs (fig. 20)
sont à gauche sur le côté de la
chambre.

Trajectoires parallèles simulta-
nées dont plusieurs pénétrantes,
quasi-horizontales.

Niveau de la mer.



Cliché 7

Cliché 8

Chocs simultanés sous plomb.

Même montage que pour le cliché 6 (fig. 20).

Plomb et compteurs à gauche.

Plomb et compteurs à droite.

Trajectoire de particule lourde et rapide ascendante si elle provient du plomb. Comparer l'ionisation à celle de l'électron qui traverse dans le coin supérieur droit.

Trajectoires semblant diverger du plomb et dont l'une est ascendante. Le cliché a été abîmé par une déchirure de la gélatine.

Ces trajectoires *peuvent* être les projectiles secondaires produits par une « explosion » dans le plomb.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS

RÉFÉRENCES

1. BETHE et HEITLER. — *Proc. of the Roy. Soc.*, **146** (1934), 83.
 2. BAHBA et HEITLER. — *Proc. of the Roy. Soc.*, **159** (1937), 432.
 3. CARLSON et OPPENHEIMER. — *Phys. Rev.*, **51** (1937), 220.
 4. LANDAU et RUMER. — *Proc. of the Roy. Soc.*, **166** (1938), 213.
 5. ARLEY. — *Proc. of the Roy. Soc.*, **168** (1938), 519.
 6. ARLEY et ERIKSEN. — *Dans. Videnskab. Selskab.*, **17** (1940), 11.
 7. HEITLER. — *Proc. of the Roy. Soc. A.*, **161** (1937), 261.
 8. BLACKETT. — *Proc. of the Roy. Soc.*, **146** (1934), 281.
 9. MAZE. — *Thèses* (1941).
 10. TH. GRIVET-MEYER. — *Thèses* (1941).
 11. J. DAUDIN. — *C. R.*, **212** (1941), 938.
 12. WILLIAMS. — *Proc. Roy. Soc.*, **169** (1939), 531.
 13. EULER et WERGELAND. — *Naturwiss.*, **28**, 484.
 14. KOHLHÖRSTER, MATTHES et WEBER. — *Naturwiss.*, **26**, 576.
 15. COSYNS. — *Nature*, **145** (1940), 668.
 16. HILBERRY. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 763.
 17. HILBERRY. — *Phys. Rev.*, **60** (1941), 1.
 18. BETHE. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 684.
 19. P. AUGER et collaborateurs. — *C. R.*, **206** (1938), 1721 ; **207** (1938), 228 ; **207** (1938), 671.
 20. JANOSSY et ROSSI. — *Proc. of the Roy. Soc.* (1940), 89.
 21. P. AUGER et J. DAUDIN. — *C. R.* (1941).
 22. AUGER, ROBLEY et PLUVINAGE. — *C. R.*, **209**, 536.
 23. SCHEIN, JESSE et WOLLAN. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 615.
 24. OPPENHEIMER et CHRISTY. — *Phys. Rev.*, **60** (1941), 159.
 25. AUGER, EHRENFEST, MAZE et FRÉON. — *Journ. de Phys., Rad.*, **10** (1939), 39.
 26. P. AUGER et J. DAUDIN. — *C. R.*, **209** (1939), 481.
 27. BERNARDINI, CACCIAPUOTI, FERRETTI, PICCIONI et WICK. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 1017.
 28. WATAGHIN, SOUZA SANTOS et POMPEIA. — *Phys. Rev.*, **57** (1940), 61 ; *Phys. Rev.*, **59** (1941), 902.
 29. P. AUGER et J. DAUDIN. — *C. R.*, **213** (1941), 24.
 30. J. DAUDIN. — *C. R.*, **213** (1941), 348.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Mesure des moments nucléaires.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 13 Janvier 1942.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

PAUL MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

